HANDBUCH DER PHYSIK

UNTER REDAKTIONELLER MITWIRKUNG VON

R. GRAMMEL-STUTTGART · F. HENNING-BERLIN
H. KONEN-BONN · H. THIRRING-WIEN · F. TRENDELENBURG-BERLI
W. WESTPHAL-BERLIN

HERAUSGEGEBEN VON

H. GEIGER UND KARL SCHEEL

BAND XIX

HERSTELLUNG UND MESSUNG DES LICHTS



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1928

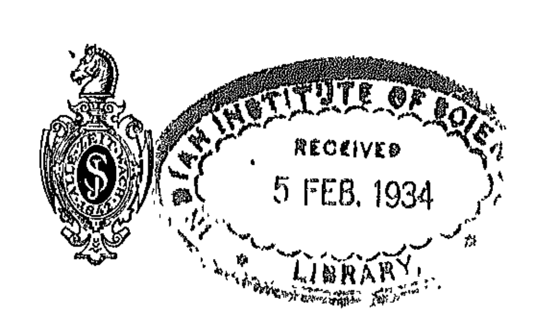
HERSTELLUNG UND MESSUNG DES LICHTS

BEARBEITET VON

H. BEHNKEN · E. BRODHUN · TH. DREISCH · J. EGGERT
R. FRERICHS · J. HOPMANN · CHR. JENSEN · H. KONEN
G. LASKI · E. LAX · H. LEY · F. LÖWE · M. PIRANI
P. PRINGSHEIM · W. RAHTS · H. ROSENBERG
O. SCHÖNROCK · G. SZIVESSY
G. WOLFSOHN

REDIGIERT VON H. KONEN

MIT 501 ABBILDUNGEN



BERLIN
VERLAG VON JULIUS SPRINGER
1928

Inhaltsverzeichnis.

A. Natürliche und künstliche Lichtquellen.

Kapitel 1.

Seite

Kapitel 2.

Allgemeine physikalische Konstanten

(September 1926)[1].

a) Mechanische Konstanten.

Gravitationskonstante	$6{,}6_5 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{dyn \cdot cm^2 \cdot g^{-2}}$
Normale Schwerebeschleunigung	$980{,}665\ \mathrm{cm \cdot sec^{-2}}$
Schwerebeschleunigung bei 45° Breite	$980{,}616\ \mathrm{cm \cdot sec^{-2}}$
1 Meterkilogramm (mkg)	$0{,}980665 \cdot 10^{8}\ \mathrm{erg}$
Normale Atmosphäre (atm)	$1{,}01325_3 \cdot 10^{6}\ \mathrm{dyn \cdot cm^{-2}}$
Technische Atmosphäre	$0{,}980665 \cdot 10^{6}\ \mathrm{dyn \cdot cm^{-2}}$
Maximale Dichte des Wassers bei 1 atm	$0{,}999973\ \mathrm{g \cdot cm^{-3}}$
Normales spezifisches Gewicht des Quecksilbers	13,5955

b) Thermische Konstanten.

Absolute Temperatur des Eispunktes	$273{,}2_0{}^{\circ}$
Normales Litergewicht des Sauerstoffes	$1{,}42900\ \mathrm{g \cdot l^{-1}}$
Normales Molvolumen idealer Gase	$22{,}414_5 \cdot 10^{3}\ \mathrm{cm^3}$
Gaskonstante für ein Mol	$0{,}8204_5 \cdot 10^{2}\ \mathrm{cm^3\text{-}atm \cdot grad^{-1}}$ $0{,}8313_2 \cdot 10^{8}\ \mathrm{erg \cdot grad^{-1}}$ $0{,}8309_0 \cdot 10^{1}\ \mathrm{int\ joule \cdot grad^{-1}}$ $1{,}985_8\ \mathrm{cal \cdot grad^{-1}}$
Energieäquivalent der 15°-Kalorie (cal)	$4{,}184_2\ \mathrm{int\ joule}$ $1{,}1623 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{int\ k\text{-}watt\text{-}st}$ $4{,}186_3 \cdot 10^{7}\ \mathrm{erg}$ $4{,}268_8 \cdot 10^{-1}\ \mathrm{mkg}$

c) Elektrische Konstanten.

1 internationales Ampere (int amp)	$1{,}0000_0\ \mathrm{abs\ amp}$
1 internationales Ohm (int ohm)	$1{,}0005_0\ \mathrm{abs\ ohm}$
Elektrochemisches Äquivalent des Silbers	$1{,}11800 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{g \cdot int\ coul^{-1}}$
Faraday-Konstante für ein Mol und Valenz 1	$0{,}9649_4 \cdot 10^{5}\ \mathrm{int\ coul}$
Ionisier.-Energie/Ionisier.-Spannung	$0{,}9649_4 \cdot 10^{5}\ \mathrm{int\ joule \cdot int\ volt^{-1}}$

d) Atom- und Elektronenkonstanten.

Atomgewicht des Sauerstoffs	16,000
Atomgewicht des Silbers	107,88
Loschmidtsche Zahl (für 1 Mol)	$6{,}06_1 \cdot 10^{23}$
Boltzmannsche Konstante k	$1{,}372 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{erg \cdot grad^{-1}}$
$^1/_{16}$ der Masse des Sauerstoffatoms	$1{,}650 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{g}$
Elektrisches Elementarquantum e	$1{,}592 \cdot 10^{-19}\ \mathrm{int\ coul}$ $4{,}77_4 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{dyn^{1/2} \cdot cm}$
Spezifische Ladung des ruhenden Elektrons e/m	$1{,}76_0 \cdot 10^{8}\ \mathrm{int\ coul \cdot g^{-1}}$
Masse des ruhenden Elektrons m	$9{,}02 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{g}$
Geschwindigkeit von 1-Volt-Elektronen	$5{,}94_6 \cdot 10^{7}\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$
Atomgewicht des Elektrons	$5{,}46 \cdot 10^{-4}$

e) Optische und Strahlungskonstanten.

Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum)	$2{,}998_5 \cdot 10^{10}\ \mathrm{cm \cdot sec^{-1}}$
Wellenlänge der roten Cd-Linie (1 atm, 15° C)	$6438{,}470_0 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm}$
Rydbergsche Konstante für unendl. Kernmasse	$109737{,}1\ \mathrm{cm^{-1}}$
Sommerfeldsche Konstante der Feinstruktur	$0{,}729 \cdot 10^{-2}$
Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante σ	$5{,}7_5 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{int\ watt \cdot cm^{-2} \cdot grad^{-4}}$ $1{,}37_1 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{cal \cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1} \cdot grad^{-4}}$
Konstante des Wienschen Verschiebungsgesetzes	$0{,}288\ \mathrm{cm \cdot grad}$
Wien-Plancksche Strahlungskonstante c_2	$1{,}43\ \mathrm{cm \cdot grad}$

f) Quantenkonstanten.

Plancksches Wirkungsquantum h	$6{,}55 \cdot 10^{-27}\ \mathrm{erg \cdot sec}$
Quantenkonstante für Frequenzen $\beta = h/k$	$4{,}77_6 \cdot 10^{-11}\ \mathrm{sec \cdot grad}$
Durch 1-Volt-Elektronen angeregte Wellenlänge	$1{,}233 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{cm}$
Radius der Normalbahn des H-Elektrons	$0{,}529 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm}$

[1] Erläuterungen und Begründungen s. Bd. II d. Handb. Kap. 10, S. 487—518.

A. Natürliche und künstliche Lichtquellen.

Kapitel 1.

Strahlung und Helligkeitseindruck unter Voraussetzung der definierten Strahlung des schwarzen Körpers.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 22 Abbildungen.

1. Einleitung. Von den vielen in der Natur vorhandenen elektro-magnetischen Wellen ruft nur ein Bruchteil [das Gebiet zwischen den Wellenlängen von ungefähr $(3{,}65$ bis $7{,}5) \cdot 10^{-5}$ cm] eine Lichtempfindung im Auge hervor. Alle Vorgänge, die Strahlung dieser Wellenlängen aussenden, werden vom Auge bemerkt und können somit auch bei geeigneter Intensität zur Beleuchtung verwandt werden. Für die Lichterzeugung ist praktisch am wichtigsten die Strahlung, die von hocherhitzten Körpern ausgeht. Hierzu gehört z. B. die Strahlung der Sonne und die fast aller zur künstlichen Beleuchtung benutzten Lichtquellen.

Die Art der Strahlung ist je nach der glühenden Substanz verschieden, bei festen Körpern ist es entweder eine spezifische Oberflächenstrahlung oder eine mit Hohlraumstrahlung vermischte, bei den glühenden Weltkörpern wird die Strahlung durch die glühende Gasatmosphäre verändert.

Die Gesetzmäßigkeiten zwischen Strahlungsintensität, Temperatur und Schwingungszahl sind nur für die reine Hohlraumstrahlung[1]) vollkommen bekannt, deshalb wird diese Strahlung als Grundgröße bei vielen Strahlungsmessungen verwertet; man kennzeichnet kontinuierliche Wärmestrahlungen durch Angabe des Verhältnisses der Strahlungsintensität zu der des schwarzen Körpers bei bestimmter Temperatur. Aus diesem Grunde werden im folgenden die Zusammenhänge zwischen Helligkeit (Leuchtdichte) und Strahlung an Hand der Gesetze der Hohlraumstrahlung betrachtet. Ein Idealkörper, der sogenannte „schwarze Körper", besitzt die Eigenschaft, die auf seine Oberfläche fallende Strahlung aller Wellenlängen ohne jede Reflexion in sich aufzunehmen und keinerlei reflektierte Strahlung nach außenhin abzugeben, er hat somit die Eigenschaft der Hohlraumstrahlung.

[1]) Man kann die Strahlung der Beobachtung zugängig machen durch Anbringen eines kleinen Loches in die Wand einer allseitig gleichmäßig erhitzten Kugel.

a) Gesetze der Temperaturstrahlung des schwarzen Körper

2. KIRCHHOFFsches Gesetz. Der Zusammenhang zwischen Absorption vermögen und Emissionsvermögen der Körper wird durch das KIRCHHOFFsch Gesetz wiedergegeben. Bezeichnet man mit $e_{\lambda T} d\lambda$ die zwischen den Welle längen λ und $\lambda + d\lambda$ emittierte, mit $A_{\lambda T}$ den Bruchteil der im gleichen Bereic absorbierten Strahlung, so ist

$$\frac{e_{\lambda T}}{A_{\lambda T}} = E_{\lambda T},$$

wenn mit $E_{\lambda T} d\lambda$ die von dem schwarzen Körper zwischen den Wellenlängen und $\lambda + d\lambda$ emittierte Strahlung bezeichnet wird.

3. PLANCKsches Gesetz. Die funktionelle Beziehung zwischen Emissio Temperatur und Wellenlänge für den schwarzen Körper gibt das PLANCKsch Gesetz [thermodynamisch mit Einführung von Energiequanten 1900 vo PLANCK[1]) abgeleitet]. Danach ist die Strahlungsenergie eines geradlinig polari sierten Strahlenbüschels in dem Wellenlängengebiet zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ die vom Oberflächenelement df des auf der Temperatur T in absoluter Zählun befindlichen schwarzen Körpers senkrecht zur Oberfläche in das Vakuum in eine Raumwinkel $d\omega$ in der Zeit dt emittiert wird, $E_{\lambda T} d\lambda \cdot d\omega \cdot df \cdot dt$. Darin hat E_{λ} den Wert

$$(E_{\lambda T})_p \doteq \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Das Emissionsvermögen für die unpolarisierte Strahlung ist folglich:

$$E_{\lambda T} = 2 \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Die Konstanten c_2 und c_1 stehen zu den universellen Konstanten c = Licht geschwindigkeit, h = PLANCKsches Wirkungsquantum und k = BOLTZMANNsche Konstante in folgender Beziehung:

$$c_1 = c^2 h, \qquad c_2 = \frac{h}{k} \cdot c.$$

4. STEFAN-BOLTZMANNsches Gesetz. Die Integration des PLANCKsche Strahlungsgesetzes führt auf das experimentell von STEFAN 1879[2]) gefundene, thermodynamisch von BOLTZMANN[3]) 1884 abgeleitete STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz. Dies besagt: Die Größe der Gesamtstrahlung des absolut schwarzen Körpers ist proportional der vierten Potenz der Temperatur (abs. Zählung). Wenn die Energie der Wärmestrahlen, die ein Oberflächenelement df des schwarzen Körpers senkrecht zur Fläche im Raumwinkel $d\omega$ in der Zeit dt ausstrahlt, gleich $E \cdot d\omega \cdot df \cdot dt$ ist, so ist $E = \frac{\sigma}{\pi} T^4$. Die Gesamtenergie, die eine ebene 1 qcm große Fläche einseitig in der Zeiteinheit ausstrahlt, ist $S = \sigma T^4$. Durch universelle Konstanten ausgedrückt, ergibt sich σ zu $\frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}$.

5. Numerische Werte der Konstanten. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt hat auf Grund sehr umfangreicher Meßreihen von WARBURG und MÜLLER[4])

[1]) Verh. d. D. phys. Ges. Bd. 2, S. 202 und 237. 1900 Darstellung in M. PLANCK, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 5. Aufl. Leipzig 1923

[2]) J. STEFAN, Wiener Ber. Bd. 79, S. 391 1879.

[3]) L. BOLTZMANN, Wied. Ann. Bd. 22, S. 291. 1884.

[4]) E. WARBURG u. C. MÜLLER, Ann. d. Phys. Bd. 48, S. 410. 1915.

für c_2 den Wert 1,43 cm·Grad 1915 angenommen[1]). (Mittelwert aus gleichwertigen Einzelwerten 1,425, 1,43 und 1,44.)

In Amerika ist von COBLENTZ[2]) (Bureau of Standards) neuerdings 1,432 cm·Grad als bester Wert von c_2 angegeben. Die meisten Temperaturbestimmungen in der englischen Literatur beziehen sich noch auf 1,435 cm·Grad[3]).

Für σ werden Werte von $(5{,}70 - 5{,}76) \cdot 10^{-12}$ Watt·cm^{-2}·Grad^{-4} benutzt, experimentell sind vielfach größere Werte bis 5,86 gefunden. Hier ist der Wert $5{,}73 \cdot 10^{-12}$ Watt·cm^{-2}·Grad^{-4} benutzt[4]).

Mit $c = 2{,}9986 \cdot 10^{10}$ cm·sec^{-1} und diesen Werten von σ und c_2 ergibt sich $h = 6{,}53 \cdot 10^{-34}$ Watt·sec^2 und $k = 1{,}37 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Watt}}{\text{Grad}}$ sec. c_1 folgt daraus zu $5{,}87 \cdot 10^{-13}$ Watt·cm^2 [5]).

6. WIENsches Verschiebungsgesetz. Nach dem PLANCKschen Gesetz wird die Intensität der Strahlung für jede Isotherme für $\lambda = 0$ sowohl wie für $\lambda = \infty$ Null, daraus folgt, daß ein Maximalwert für E_λ auf jeder Isotherme vorhanden sein muß. Bezeichnet man die zugehörige Wellenlänge mit $\lambda_{\max}$, so muß

$$\left(\frac{d E_\lambda}{d\lambda}\right)_{\lambda = \lambda_m} = 0$$

sein. Der Wert für $\lambda_m T$ ergibt sich aus der Gleichung

$$e^{-\frac{c_2}{\lambda_m T}} + \frac{c_2}{5\lambda_m T} - 1 = 0\,.$$

$\frac{c_2}{\lambda_m T} = 4{,}9651$, $\lambda_m T = \frac{c_2}{4{,}9651} = 0{,}288$ cm·Grad.

Dies ist das sog. WIENsche Verschiebungsgesetz [thermodynamisch von WIEN[6]) 1893 abgeleitet]; von PASCHEN ist bereits vorher durch Messungen an nicht schwarzen Körpern eine gleiche Gesetzmäßigkeit gefunden.

Der Wert der maximalen Intensität $E_m [= 2(E_m)_p]$ ergibt sich aus der PLANCKschen Gleichung

$$E_m = \frac{2c_1}{(0{,}288)^5} \cdot T^5 \cdot \frac{1}{e^{4{,}9651} - 1} = 4{,}16 \cdot 10^{-12} T^5 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3\,\text{Grad}^5}\,.$$

7. WIENsches Strahlungsgesetz. Das PLANCKsche Strahlungsgesetz kann im Gebiete tiefer Temperaturen und kleiner Wellenlängen, wo das Produkt λT klein ist, durch das WIENsche Strahlungsgesetz (WIEN 1896) $E_{\lambda T} = \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$

[1]) Bekanntmachung Ann. d. Phys Bd. 48, S. 1034. 1915.

[2]) W. W. COBLENTZ, Journ Opt. Soc Amer. Bd. 8, S. 11. 1924

[3]) Die zur Zeit noch bestehende Unsicherheit des experimentellen Wertes von c_2 bedingt eine Änderung der Gradeinteilung bei hohen, nur mittels Strahlungsmessungen feststellbaren Temperaturen Der Ausgangspunkt, bis zu dem die Einteilung gleich ist, ist der mittels Gasthermometer bestimmte Goldschmelzpunkt T_{Au} 1336° abs. Es entspricht einem Werte T ein Wert T', der sich im Gültigkeitsbereich des WIENschen Gesetzes errechnet aus

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{Au}}} = \frac{c_2'}{c_2}\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_{\text{Au}}}\right).$$

Mit dieser Änderung der Gradeinteilung tritt eine Verschiebung der Intensitätsverteilung über der Wellenlänge bei so errechneten korrespondierenden Temperaturen ein Die gleiche Intensitätsverteilung ist bei $T' = \frac{c_2'}{c_2} T$ vorhanden.

[4]) Zusammenfassung der neueren sechs Bestimmungen A. KUSSMANN, ZS. f. Phys. Bd. 25, S. 58. 1927.

[5]) Für h wird an gleicher Stelle von W. W. COBLENTZ angegeben $6{,}55 \cdot 10^{-34}$ Watt·sec^2, und für c_1 $5{,}89 \cdot 10^{-13}$ Watt·cm^2.

[6]) W. WIEN, Berl. Ber 9. II. 1893. Wied. Ann. Bd. 52, S 132. 1894.

ersetzt werden. Die Unterschiede der Intensität, die sich bei Benutzung des W schen Gesetzes an Stelle des PLANCKschen ergeben, sind aus Tabelle 1 zu ersehen ist der Quotient aus den nach dem PLANCKschen Gesetze berechneten Werten $E_{\lambda T}$ zu den nach dem WIENschen Gesetze ber neten Werten für einige Werte von λT angegel Daraus folgt, daß bei Intensitätsberechnun im Gebiet sichtbarer Strahlung und für T peraturen, die mit irdischen Mitteln erre werden können, die Anwendung des WIENsc Gesetzes einen Fehler von hochstens 1% gibt. Im sichtbaren Gebiet wird unterhalb $T = 2900°$ der Fehler nicht größer als 1

Tabelle 1. Verhältnis der nach dem PLANCKschen und nach dem WIENschen Gesetz berechneten Strahlungsintensitäten für verschieden große Werte des Produktes.

$\lambda \cdot T$ (λ in cm)	$\frac{E_{\lambda T}\ (\text{PLANCK})}{E_{\lambda T}\ (\text{WIEN})}$
$2 \cdot 10^{-1}$	1,0008
$3 \cdot 10^{-1}$	1,008
$4 \cdot 10^{-1}$	1,028
$5 \cdot 10^{-1}$	1,056

Logarithmiert man das WIENsche Gesetz ergibt sich $\ln E_{\lambda T} = \ln\left(\frac{c_1}{\lambda^5}\right) - \frac{c_2}{\lambda T}$, es sind also logarithmischen Isochromaten gerade Linien

b) Experimentelle Verwirklichung der schwarzen Körperstrahlung.

8. Schwärzung der Strahlung durch Reflexion. Da eine Oberfläche, alle auftretenden Strahlen absorbiert, nicht herstellbar ist, greift man zur V wirklichung der Strahlung des schwarzen Körpers auf die Hohlraumstrahl zurück. In einem vollkommen geschlossenen Hohlraum überlagert sich Oberflächenstrahlung eine reflektierte Strahlung, die bewirkt, daß die Intensi der Strahlung der des schwarzen Körpers gleich wird. Es sei zur Veranschaulichu ein gleichmäßig erhitzter Hohlraum aus einem spiegelnd reflektierenden, für Wärmestrahlung undurchlässigen Material vom Absorptionsvermögen A genommen. Die Undurchlässigkeit für die Wärmestrahlung hat zur Folge, das Absorptionsvermögen A und das Reflexionsvermögen R in dem Zusamm hang $R + A = 1$ stehen. Verfolgt man in einem solchen Hohlraum ein Strahlengang, so überlagert sich an der Stelle der ersten Reflexion der d emittierten Oberflächenstrahlung $A \cdot E = e$ die von den einfallenden Strah reflektierte Strahlung $R \cdot e = e(1 - A)$. Die in der Richtung der spiegelnd Reflexion resultierende Strahlung ist $e + e R$. Am Ort der zweiten Reflexi tritt zu der Oberflächenstrahlung die von der einfallenden bereits durch einmali Reflexion geänderte reflektierte Strahlung, also $e \cdot R \cdot (1 + R) = e(R + R$ Im geschlossenen Hohlraum wird die Zahl der Reflexionen ∞; es ergibt sich für die Intensität der endgültigen Strahlung der Wert $= e + e(R + R^2 +$ $+ \cdots R^n)$

$$= \frac{e}{1-R} = \frac{e}{A} = E\,.$$

Die Intensität der Strahlung ist also gleich der des schwarzen Körpers.

Die Abweichungen, die sich in den Strahlungsmessungen je nach der R flexionszahl in Abhängigkeit von A ergeben, berechnen sich z. B. für 5fac Reflexion wie folgt:

Absorptionsvermögen A	0,9	0,8	0,5	0,2
%-Abweichungen von der Strahlung des schwarzen Körpers nach fünffacher Reflexion	$1 \cdot 10^{-4}$	$7{,}2 \cdot 10^{-3}$	1,6	26,2

In der Praxis werden meist rohrförmige Hohlkörper mit mehr oder mind diffus strahlender Innenfläche zur Herstellung von schwarzen Körpern benutz

Der Schwärzungseffekt ist leicht durch weitere Aufrauhung der Oberfläche, jedenfalls im Gebiete sichtbarer Wellenlängen, zu erhöhen, z. B. kann das Absorptionsvermögen von Wolfram, das für $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm 0,45 beträgt, leicht bei Aufrauhung den Wert 0,7 erreichen.

BUCKLEY[1]) hat letzthin die Strahlungsintensität in gleichmäßig erhitzten zylindrischen Hohlräumen in Abhängigkeit vom Emissionsvermögen und von der Entfernung von den Enden des Zylinders berechnet. Danach ist bei einem Emissionsvermögen von 0,75 die Strahlung praktisch gleich der des schwarzen Körpers im Abstand von 5 Radienlängen vom Ende (bei unendlich langen Zylindern). Für das Emissionsvermögen 0,5 muß zur Erreichung gleicher Intensität etwa der 12fache Radienabstand genommen werden. Beträgt der Abstand 2 Radien, so ist die Intensität bei einem Emissionsvermögen von 0,75 etwa das 0,97fache der des schwarzen Körpers und das 0,67fache bei einem Emissionsvermögen von 0,5.

ZWIKKER und DE GROOT[2]) geben an, daß eine zylindrische Bohrung mit diffus reflektierendem Boden ein schwarzer Strahler bis auf 1 % ist, wenn die Tiefe des Loches etwa 10mal so groß ist wie der Durchmesser, bis auf 5%, wenn die Tiefe 5mal, bis auf 12%, wenn die Tiefe 2,5mal so groß ist.

9. LUMMER-KURLBAUMscher Strahler. Zur Messung der schwarzen Hohlraumstrahlung bei Glühtemperaturen wurde von LUMMER und KURLBAUM 1898 und 1901 ein mit elektrischer Energie erhitzter rohrförmiger schwarzer Körper benutzt, der noch heute in fast gleicher Form gebraucht wird. Abb. 1 stellt ihn dar. Das Rohr besteht aus

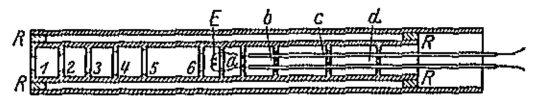


Abb. 1. Schwarzer Strahler nach LUMMER-KURLBAUM

Porzellan, Marquardtmasse oder Magnesia, die Wandungen sind innen mit Substanzen großen Absorptionsvermögens, wie Lampenruß oder dunklen Oxyden (Uranoxyd, Eisenoxyd, Chromoxyd oder Kobaltoxyd), belegt. Porzellanrohre können bis zu Temperaturen von 1700° abs, Rohre aus Marquardtmasse bis 1900° abs, Magnesiarohre bis über 2000° abs erhitzt werden. Das Rohr selbst ist innen mit einer Anzahl von Diaphragmen versehen. Auf der einen Seite von der Mitte besitzen alle Diaphragmen die gleiche Form. Sie sind mit je zwei Löchern versehen. Durch sie hindurch wird ein Thermoelement hineingeführt, um die Temperatur in der Mitte des Ofens zu messen. Die Diaphragmen auf der anderen Seite dienen zur Ausblendung der schwarzen Strahlung der Mitte. Die Öffnungen werden nach innen hin größer. Der Heizwiderstand besteht aus Platin; es wird entweder eine dünne Folie, ein dünnes Band oder ein Draht aus Platin um das Rohr gewickelt. Um die Strahlung nach außen möglichst gering zu machen, wird das Rohr in schlecht wärmeleitende Substanzen, Kieselgur oder Magnesit, gepackt.

10. Iridiumofen. Auf höhere Temperaturen kann man einen schwarzen Körper, der aus einem Iridiumrohr mit geschwärztem Magnesiumoxyd als Strahler besteht, erhitzen. Ein in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt benutzter Iridiumofen, geliefert von Heraeus, ist von F. HOFFMANN[3]) beschrieben. Abb. 2 zeigt ihn. Das Iridium-Heizrohr von 40 mm lichter Weite und 290 mm Länge mit angeschweißten Platinflanschen ist in einer bügelförmig gebogenen Silberzuführung federnd horizontal gelagert. Als Wärmeschutz dienen konzentrische Magnesiarohre mit Magnesitschüttungen. Von hinten her ist ein Thermoelement aus Ir/Ru-Ir in unverrückbarer Lage eingebaut. Als vorderer Einbau

[1]) H. BUCKLEY, Phil. Mag. Bd. 40, S. 753—62. 1927.
[2]) Erwähnt von H. B. DORGELO, Phys. ZS. Bd. 26, S. 768. 1925.
[3]) F. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 27, S. 285. 1924.

dienen die beiden in A und B wiedergegebenen Anordnungen. Bei A ist aus zwei ineinander gestülpten innen geschwärzten Magnesiatiegeln ein strahlender Hohlraum geschaffen worden, in dessen Innerem sich die Lotstelle des Thermoelementes befindet. Über die Spitze des Elementes ist, um die anvisierte Fläche

Abb. 2. Iridiumofen nach HOFFMANN.

zu vergrößern, eine pilzförmige Kappe aus Magnesia (evtl. aus Iridium mit Überzug von Magnesium-, Eisen-, Chrom- oder Kobaltoxyd) geschoben. Die Lötstelle des Thermoelementes liegt dabei so, daß sie nur durch eine sehr dünne Wand von der strahlenden Vorderfläche getrennt ist. Bei B ist das Thermoelement so angeordnet, daß die Lötstelle, wie beim LUMMER-KURLBAUMschen Körper, unmittelbar vor der anvisierten Hinterwand, hier einem geschwärzten Magnesiascheibchen, liegt. Der innerste strahlende Hohlraum ist hier in einem besonderen konzentrischen Magnesiarohr gelagert und dementsprechend kleiner. Ein Iridiumofen mit einem Rohr kleinerer lichter Weite (25 mm) ist von BRODHUN und HOFFMANN[1]) zur Messung der Helligkeit des schwarzen Körpers benutzt worden.

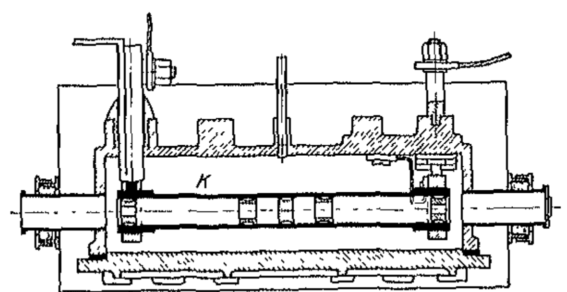


Abb. 3. Kohlevakuumofen nach WARBURG und LEITHAUSER.

11. Kohlerohr-Vakuumofen von WARBURG und LEITHÄUSER[2]). Abb. 3 zeigt den von WARBURG und LEITHAUSER für Tempera-

[1]) E. BRODHUN u. F. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 37, S. 137. 1926.
[2]) E. WARBURG u. G. LEITHAUSER, ZS. f. Beleuchtungsw., Jahrg. 1922, S. 78/79.

turen bis 2500° abs gebauten schwarzen Körper im Schnitt; bei ihm dient ein im Vakuum geglühtes Kohlerohr als Hohlraum. Dieses Kohlerohr (K) ist innerhalb eines vakuumdichten Kastens aus Rotguß angeordnet. Die Blendenanordnung ist aus der Zeichnung zu ersehen.

12. Vakuumofen von WARBURG und MÜLLER. In Abb. 4 ist ein Vakuum-Kohlerohrofen nach WARBURG-MÜLLER für Temperaturen bis 3000° abs. abgebildet. Das Kohlerohr (50 mm ⌀, 650 mm lang) ist zwecks Federungsmöglichkeit an seinen Enden mit langen Schlitzen versehen. Es wird in genau eingepaßte, versilberte Kupferbuchsen eingeschoben und durch einen nach außen hin federnden Eisenring, der in das Rohrinnere gesteckt wird, festgepreßt. Um auch bei hohen Ofentemperaturen im Fall starker Erhitzung des Ringes ausreichenden Kontaktdruck des Ringes zu sichern, ist der Ring aus warmem Gesenkstahl gefertigt und außerdem durch Stahlschnallen a, die durch die Kohlerohrschlitze t und entsprechende Einschnitte der Kupferbuchsen hindurchgreifen, mit einem zweiten, zwischen Kupferbuchsen und dem Stirndeckel S geschützt liegenden weiteren Federring r verbunden. Die Kupferbuchsen selbst sind in die Stirndeckel des Gehauses, durch die die Stromzuführung erfolgt, eingepaßt. Das Gehäuse ist als Kühlmantel ausgebildet, es besteht aus einem doppelwandigen Zylinder aus autogen-verschweißtem Walzeisen Z, zwei Stirndeckeln S, welche mittels Gummidichtungen G isoliert und vakuumdicht gegen den Zylinder gepreßt sind. Diese Stirnplatten werden durch die mit Beobachtungsfenstern versehenen Verschlußplatten V, die vakuumdicht aufgeschraubt sind, abgeschlossen. Als Wärmeschutz dient einerseits eine Auskleidung O aus hochfeuerfestem Dynamidon (Grundstoff geschmolzene Tonerde), andererseits Holzkohlenfüllung H, die vom Heizrohr durch ein weiteres von seitlichen Kohleplatten P fixiertes Kohlerohr K ferngehalten wird.

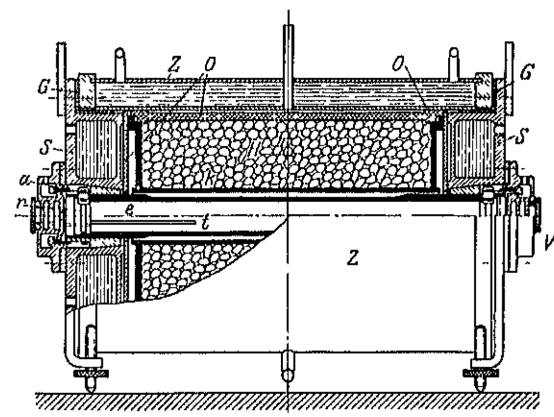


Abb. 4. Vakuumofen nach WARBURG-MÜLLER.

Die Strahlung dieses Ofens wie auch die des vorher beschriebenen kann nur durch Verschlußplatten hindurch beobachtet werden. Es muß deshalb die Durchlässigkeit des für dieselben verwendeten Materials für das Spektralgebiet, in dem beobachtet wird, bekannt sein und bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt werden. Bei hoher Temperatur wird sich außerdem leicht infolge der Verdampfung des Kohlerohres ein trübender Niederschlag auf den Platten bilden.

13. Wolframrohrofen. Ein Wolframrohrofen für sehr hohe Temperaturen ist nach Angaben von M. PIRANI und F. SKAUPY von W. FEHSE[1]) konstruiert worden (Abb. 5). Das Wolframrohr W ist durch Ausbohren und Abdrehen eines aus Wolframpulver gepreßten und dann schwach vorgesinterten Stabes hergestellt. Nach dieser Formung wird das Rohr in einem Wolframdraht- oder

[1]) W. FEHSE, Wolframrohrofen für sehr hohe Temperaturen. ZS. f. techn. Phys. Bd. 5, S. 473. 1924. Eine Neukonstruktion des Ofens, bei welcher das Quecksilber vermieden ist, ist in W. FEHSE, Elektrische Öfen mit Heizkörpern aus Wolfram. Sammlung Vieweg. Heft 90, 1928, enthalten.

Bandofen bei über 2300° abs. nachgesintert. Die endgültige Beschaffenheit erlangt das Rohr erst im Ofen beim Erhitzen auf etwa 2800° abs. Eine auf Rollen bewegbar angeordnete Kontaktbacke (K_1K_2) ermöglicht eine spannungsfreie Lagerung des Wolframrohres auch bei Verlängerung infolge Wärmeausdehnung bei hohen Temperaturen. Die Abmessungen des Rohres sind etwa: 12 mm Außendurchmesser, 100 mm Länge und 1 mm Wandstärke. In der Mitte glüht ein Stück von etwa 3 cm einigermaßen gleichmäßig. Nach den Enden hin ist der Temperaturabfall stark; bei einer Temperatur von 2800° abs in der Mitte betrug die Temperatur 10 mm vor der Einklemmstelle nur noch 1400° bis 1500° abs.

Der Strom wird durch die Kontaktbacken K_1K_2, die aus Kupfer bestehen, zugeführt; davon ist die eine, wie erwähnt, mit Stahlrollen (R) versehen und in einem mit Quecksilber (Q) gefüllten Kasten frei verschiebbar angeordnet, die

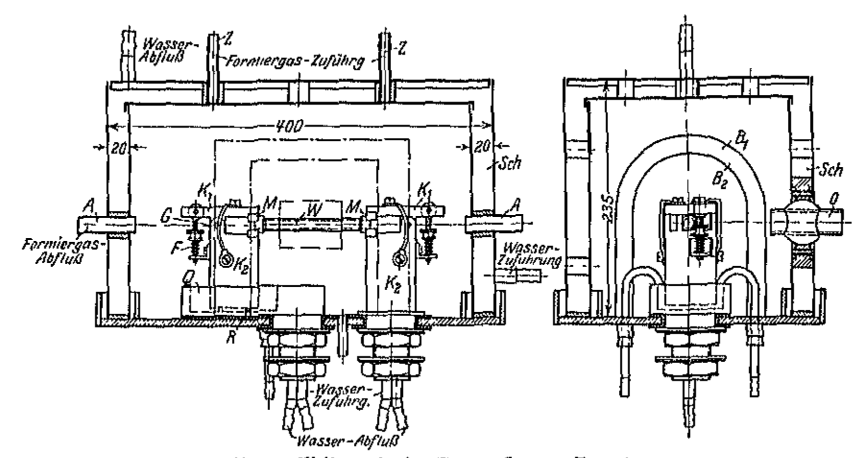


Abb. 5. Wolframrohrofen (PIRANI, SKAUPY, FEHSE).

andere fest. Der Kasten und die feste Kontaktbacke sind wassergekühlt. Das obere Kontaktstück K_1 wird durch Wolframfedern (F) fest auf das Rohr gedrückt. Als Stromverbindung zwischen K_1 und K_2 sind außer dem Gelenk (G) noch Kupferseile angeordnet; dadurch wird eine Erwärmung der Federn durch den Strom vermieden. In die Berührungsstellen der Kupferkontaktbacken (K_1K_2) mit dem Wolframrohr (W) sind dicke Molybdänbleche (M) eingelassen.

Oberhalb des Rohres sind zwei Molybdänbleche (B_1 und B_2) als Strahlungsschutzbleche angeordnet.

Umgeben ist der Ofen von einem wassergekühlten Schutzkasten (Sch). Die Dicke des Kühlmantels beträgt 20 mm, die Außenabmessung 400 · 240 · 240 mm.

Beim Betrieb wird durch die Zuführungen (Z) des Schutzmantels ein reduzierendes oder indifferentes Gas geleitet.

Um das Wolframrohr als schwarzen Strahler zu benutzen, kann entweder ein kleines Loch in der Rohrmitte radial angebracht werden, das dann durch den Ansatz O beobachtbar ist, oder es kann durch A in der Längsrichtung die Strahlung aus dem Inneren beobachtet werden. Zweckmäßig wird dann die von der Beobachtungsöffnung A abgekehrte Seite des Rohres bis fast zur Mitte mit Wolframwolle, hergestellt aus ganz dünnen verfilzten Wolframdrähten, gefüllt und in die andere Seite einige Blenden aus Wolframblech hineingeschoben.

14. Kleine, schwarze Strahler. Bei all den aufgeführten schwarzen Strahlern ist eine relativ große strahlende Fläche vorhanden.

Es sei auf einige einfache Anordnungen für Fälle, in denen eine kleine Fläche genügt, hingewiesen[1]). Eine solche von DORGELO[2]) benutzte Anordnung ist in Abb. 6 gegeben. In einem Glasballon, der evakuiert werden kann, ist ein zylindrisch ausgebohrter Kohlestab montiert. Der Durchmesser der Bohrung ist etwa 3 mm, der Außendurchmesser etwa 4 mm. In diesen Kohlestab sind radial, wie in der Abb. 6 angegeben ist, zwei Löcher von 1 mm bzw. 0,3 mm Durchmesser gebohrt. Das erste Loch A dient zur Beobachtung der Strahlung, das zweite B zur gleichzeitigen pyrometrischen Bestimmung der Temperatur. Geheizt wird der Stab durch einen elektrischen Strom von etwa 40 bis 100 Amp. Die dicken Zuführdrähte C sind aus Molybdän verfertigt und bei D mittels Chromeisenzwischenstücken in die Glasglocke eingeschmolzen. Die Zuführungen werden durch fließendes Wasser gekühlt. Beobachtet wird durch zwei planparallele Fenster, ein Quarzfenster der Öffnung A gegenüber und ein Glasfenster der Öffnung B gegenüber, die an den Glasballon angeschmolzen sind.

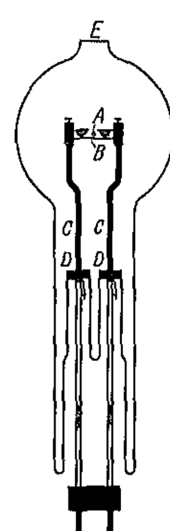


Abb. 6 Kohlestabanordnung nach DORGELO.

Eine andere Anordnung, bei der als schwarzer Strahler ein axial durchbohrter Wolframstift benutzt wurde, wurde von C. ZWIKKER[3]) hergestellt (Abb. 7). Um den Stift A ist eine Wolframspirale B angeordnet, die durch Strom geheizt wird. Diese Spirale sendet Elektronen aus, die durch eine zwischen A und B angelegte Spannung von 2000 Volt beschleunigt werden, mit großer Geschwindigkeit auf den Stift A auftreffen und diesen so durch Elektronenbombardement erhitzen. Durch Vergrößerung des Elektronenstromes ist es möglich, den Stift auf sehr hohe Temperaturen (bis zur Schmelztemperatur) zu bringen.

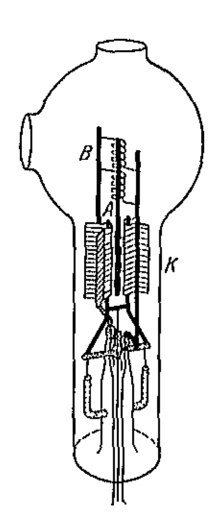


Abb. 7. Wolframstabanordnung nach ZWIKKER.

Um die Wärmeleitung nach dem Fuß des Gefäßes einzuschränken, wird der Stift mit Wolframdrähten auf zwei Nickelpolen befestigt. Um die Wärmeabstrahlung zu erhöhen, sind an den Nickelpolen noch Kupferflügel K angebracht. Am Ende des Stiftes ist axial ein Loch von 1 mm Durchmesser und ca. 8 mm Tiefe eingebohrt, welches als schwarzer Strahler dient. Diesem Loch gegenüber ist ein Quarzfenster am Glasballon angebracht.

Um die Temperatur messen zu können, ist außer dem Loch am Ende des Stiftes noch radial ein Loch von 0,3 mm Durchmesser auf der Seite des Stiftes in 6 mm Abstand vom Ende angebracht.

Da zur Erhitzung mittels Elektronenstromes ein sehr gutes Vakuum erforderlich ist, müssen alle freiwerdenden Gase entfernt werden, der Apparat ist deshalb stets an eine Hochvakuumpumpe angeschlossen. Bei diesen Strahlern bedingen die Beobachtungsfenster wieder eine Korrektion der Meßergebnisse.

15. Allgemeines über die mit schwarzen Strahlern erreichbaren Temperaturen. Bei all diesen schwarzen Strahlern, sowohl bei Verwendung von Kohlerohren als auch von Wolframrohren, entstehen bei Benutzung sehr hoher Temperaturen Schwierigkeiten infolge Verdampfung des Strahlers.

[1]) M. PIRANI, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 13, S. 19. 1911.
[2]) H. B. DORGELO, Phys. ZS. Bd. 26, S. 768. 1925.
[3]) C. ZWIKKER, Dissertation Amsterdam 1925.

Das Einhalten einer völlig konstanten Temperatur ist für die großen Strahler auch nur in gewissen Grenzen möglich, da es für die großen Strömstärken kostspieliger Regulieranlagen bedürfte, um eine völlig gleichmäßige Stromstärke zu erzielen. Ferner ist die Kontrolle der Temperatur nicht mehr mit der für niedrige Temperaturen erzielbaren Genauigkeit möglich. Thermoelemente aus Iridium, Iridium-Ruthenium sind über 2300° abs nicht mehr brauchbar infolge der starken Verdampfung des Iridiums. Solche aus den höher schmelzenden Metallen Wolfram und Molybdän (Tantal ist in vielen Fällen wegen seiner Affinität zu Stickstoff und Wasserstoff nicht brauchbar) und deren Verbindungen herzustellen, ist bisher noch nicht mit vollem Erfolg geglückt[1]). Vor allem ist bei diesen Metallkombinationen die Abhängigkeit der Thermokraft von der Temperatur nicht groß in den in Betracht kommenden Temperaturgebieten. Es bleibt also nur das optische Pyrometer zur Kontrolle. Für dieses sind aber die Fehlerquellen, die durch die erforderliche Schwachung der Strahlung und durch die extrapolierte Eichung entstehen, groß[2]).

3500° abs ist praktisch wohl die erreichbare Grenze fur die Herstellung der Strahlung eines schwarzen Körpers. Es läßt sich jedoch in ausgesonderten Gebieten — speziell im sichtbaren Gebiet — schwarze Strahlung der relativen Zusammensetzung, also der Farbe nach, durch Anwendung von Rotationsdispersionsfiltern herstellen (s. Ziff. 32). Die Intensitat ist jedoch geringer.

c) Wirkung der Strahlung auf das Auge.

16. Relative Augenempfindlichkeit. Von den Warmestrahlen wird, wie schon erwähnt, das Gebiet zwischen ungefähr $\lambda = 3{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 7{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm von dem Auge als Licht empfunden, jedoch werden gleiche Leistungen verschiedener Schwingungszahl vom Auge nicht als gleich hell empfunden. Die relative Sichtbarkeit bleibt außerdem nicht für alle Größen des Energiestromes erhalten, sondern es tritt eine Änderung innerhalb eines Übergangsgebietes auf, in welchem nach der KRIESschen Farbentheorie sowohl der farbunempfindliche Dunkelapparat, die Stäbchen, als auch der farbtüchtige Hellapparat, die Zapfen, angeregt werden können. Die Änderung gibt sich durch Auftreten des sog. PURKINJEschen Phänomens kund. Das Gebiet wird verschieden groß angegeben, nach neueren Untersuchungen[3]) sind die weitesten Grenzen dafür Leuchtdichten von etwa $2{,}5 \cdot 10^{-7}$ bis $2{,}5 \cdot 10^{-4}$ HK/cm², entsprechend Beleuchtungsstärken auf weißem Grunde (Albedo 0,8) von etwa $^1/_{100}$ bis 10 Lux. Oberhalb 10 Lux übermitteln stets die Zapfen, unterhalb von $^1/_{100}$ Lux stets die Stäbchen den Lichteindruck. Die relative Sichtbarkeit der Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlange gibt Tabelle 2 fur die Zapfen nach verschiedenen neueren Messungen. Die Grenzen der Sichtbarkeit der Strahlung liegen jenseits der aufgefuhrten Wellenlänge. Es ist z. B. nach Untersuchungen von SAIDMAN und DUFESTEL[4]) die Quecksilberlinie $\lambda = 3{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm bei geeigneter Bedingung noch sichtbar, die Empfindlichkeit des Auges für sie wird auf $^1/_{1000}$ der für $\lambda = 4{,}00 \cdot 10^{-5}$ cm geschätzt.

Die Abweichungen der Sichtbarkeitswerte, die vor allem in den Grenzgebieten auftreten, sind durch die Schwierigkeit der Bestimmung und die An-

[1]) M. PIRANI u. G. v. WANGENHEIM, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 358. 1925. Dr. BLAU: Festschrift.

[2]) Eine gewisse Aussicht in dieser Richtung bietet vielleicht die „Meßzelle" von M. PIRANI und H. SCHÖNBORN, Die Naturwissenschaften. Bd. 15, S. 767. 1927.

[3]) Vgl. A. KOHLRAUSCH, Zur Photometrie verschiedenfarbiger Lichtquellen. Licht und Lampe 1923, S. 555.

[4]) C. R. Bd. 132, S. 1173. 1926.

Tabelle 2. Relative Empfindlichkeit der Zapfen des menschlichen Auges gegen energiegleiche Reize verschiedener Wellenlänge.

Wellenlänge in cm	BENDER[1]) beob.	NUTTING[2]) beob.	HYDE, FORSYTH und CADY[3]) beob.	IVES ber.[4])	GIBSON und TYNDALL[5])	Internat. Commission of Illumination[6])
$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	—	0,21	0,009	0,24	—	0,04
4,10	—	0,36	0,062	0,32	—	0,12
4,20	—	0,65	0,41	0,96	—	0,4
4,30	—	1,15	1,15	1,8	3,3	1,16
4,40	9,1	2,2	2,2	2,9	4,3	2,3
4,50	—	3,8	3,6	4,1	5,1	3,8
4,60	16,6	6,1	5,5	5,8	6,9	6,0
4,70	—	10,1	8,7	9,0	10,3	9,1
4,80	28,5	14,9	13,8	13,8	14,3	13,9
4,90	—	21,5	21,6	21,5	19,7	20,8
5,00	49,7	31,4	32,8	34,1	32,0	32,3
5,10	60,1	45,6	51,5	49,3	52,4	50,3
5,20	77,1	64,6	69,8	63,8	73,2	71,0
5,30	90,6	81,5	84,7	79,5	87,8	86,2
5,40	97,3	92,5	96,8	91,9	96,4	95,4
5,50	100,0	98,6	99,6	99,2	99,8	99,5
5,60	97,1	99,5	99,5	99,9	99,1	99,5
5,70	95,3	94,9	94,4	95,3	94,7	95,2
5,80	85,3	87,1	85,5	87,9	86,3	87,0
5,90	—	76,2	73,5	77,7	75,4	75,7
6,00	63,2	63,4	60,0	63,3	63,4	63,1
6,10	—	49,8	46,4	49,1	51,1	50,3
6,20	37,1	36,8	34,1	36,2	38,9	38,1
6,30	—	26,8	23,8	24,0	27,9	26,5
6,40	19,0	16,6	15,4	16,4	18,4	17,5
6,50	—	10,5	9,4	10,1	11,27	10,9
6,60	6,8	5,8	5,1	6,0	6,45	6,1
6,70	—	3,2	2,6	3,8	3,61	3,2
6,80	1,3	1,6	1,25	2,2	1,80	1,7
6,90	—	0,81	0,62	1,3	0,93	0,82
7,00	—	0,36	0,31	0,7	0,46	0,41
7,10	—	—	0,15	—	0,23	0,21
7,20	—	—	0,074	—	0,111	0,105
7,30	—	—	0,036	—	0,053	0,052
7,40	—	—	0,018	—	0,027	0,025
7,50	—	—	0,009	—	—	0,012
7,60	—	—	0,005	—	—	0,006

wendung verschiedener Untersuchungsmethoden erklärlich. Es sind keine festliegenden objektiven Werte, die gemessen werden, sondern ein Mittelwert muß aus vielen subjektiv verschiedenen Einzelwerten (ungleiche Augenbeschaffenheit bei verschiedenen Menschen) bestimmt werden. Die von der Internationalen Beleuchtungs-Kommission auf der Versammlung in Genf (Juli 1924) vorläufig angenommene Empfindlichkeitskurve ist hier für Rechnungen benutzt.

In der Abb. 8 sind die Empfindlichkeitskurven für Zapfen und Stäbchen nebeneinander in willkürlichem Maße gegeneinander aufgetragen (Zapfenempfindlichkeit nach Werten der Internationalen Beleuchtungs-Kommission,

[1]) H. BENDER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 45, S. 114. 1914.
[2]) P. G. NUTTING, Trans Ill. Eng. Soc Bd. 9, S. 633. 1914 und Bd. 13, S. 108 1918.
[3]) E. P. HYDE, W. E. FORSYTHE u. F. E. CADY, Astrophys. Journ. Bd. 48, S. 87. 1918.
[4]) H. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 188, S. 217. 1919.
[5]) K. S. GIBSON u. E. P. T. TYNDALL, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 69. 1923
[6]) Spectrophotometry Report of O. S. A. Progress Committee for 1922—1923. Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 10, S. 232. 1925.

Stäbchenempfindlichkeitskurve nach KÖNIG). Die Sichtbarkeitskurve für die Zapfen wird vielfach Tageswertkurve, die für die Stäbchen Dämmerungswertkurve genannt.

Aus den Kurven sieht man, daß für die Zapfen das Maximum der Empfindlichkeit zwischen $\lambda = 5{,}5 \cdot 10^{-5}$ und $\lambda = 5{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm, wahrscheinlich näher an $\lambda = 5{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm, für die Stäbchen bei $\lambda = 5{,}09 \cdot 10^{-5}$ cm liegt. Die von verschiedenen Beobachtern aufgenommenen Stäbchenempfindlichkeitskurven weichen infolge der schwierigen Einstellung noch mehr voneinander ab als die für die Zapfen gefundenen. So liegt z.B. nach EBERT das Maximum bei $\lambda = 4{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm, nach PFLÜGER bei $\lambda = 5{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm.

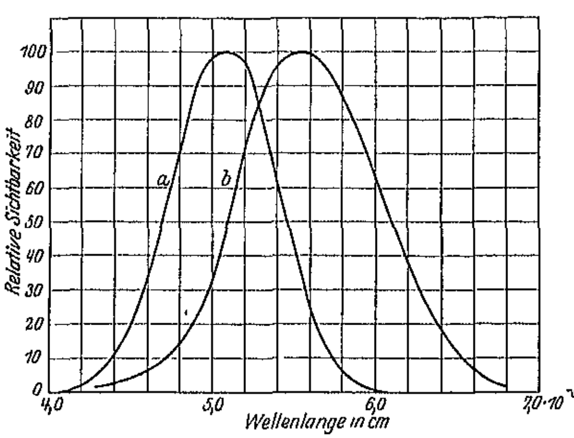


Abb. 8. Sichtbarkeitskurve. Kurve *a* für Stäbchensehen, Kurve *b* für Zapfchensehen.

Infolge des geringen Helligkeitsbereiches, den das Stäbchensehen deckt, wird praktisch immer die Zapfenempfindlichkeitskurve maßgebend sein. Im folgenden ist sie als Augenempfindlichkeitskurve oder Sichtbarkeitskurve schlechthin bezeichnet.

17. Farbeindruck. Bei den Zapfen variiert neben der Größe des Helligkeitseindruckes auch der Farbeindruck mit der Schwingungszahl der Lichtstrahlen. Zerlegt man ein weißes Lichtstrahlenbündel spektral und betrachtet die einzelnen Gebiete, von kurzen Wellenlängen ausgehend, so kann man einzelnen Spektralbereichen Farben zuordnen. Es sei aber betont, daß jede solche Grenzziehung nicht frei von Willkür ist und daß sich die Grenzen mit der Intensität verschieben. Zwischen $\lambda = 3{,}97 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 4{,}24 \cdot 10^{-5}$ cm wird das Licht als Violett empfunden. Bei Weiterrücken zu längeren Wellen erscheint sehr bald Indigo von $\lambda = 4{,}24 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 4{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm, es folgt Blau von $\lambda = 4{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 4{,}92 \cdot 10^{-5}$ cm. Von $\lambda = 4{,}92 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 5{,}75 \cdot 10^{-5}$ cm ist die Farbempfindung Grün. Von $\lambda = 5{,}75 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 5{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm erstreckt sich Gelb. Es folgt Orange bis $\lambda = 6{,}47 \cdot 10^{-5}$ cm, von $\lambda = 6{,}47 \cdot 10^{-5}$ cm bis zum Ende ist die Farbempfindung Rot.

Der kleinste Abstand zweier benachbarter Wellenlängen, bei dem sich die Farbempfindung ändert, ist innerhalb des Spektrums verschieden. Untersuchungen normaler Augen in bezug auf die Farbunterschiedsempfindung sind z. B. von STEINDLER[1]) und JONES[2]) gemacht worden. In Abb. 9, die der Arbeit von JONES entnommen ist, ist der Abstand für die Farben des Spektrums über der Wellenlänge nach diesen Messungen (Kurve *A*, STEINDLER; Kurve *B*, JONES) aufgetragen. Aus Abb. 9 ist zu ersehen, daß bei $\lambda =$ ca. $4{,}9 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda =$ ca. $5{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm die Unterscheidungsfähigkeit am größten ist (Wellenlängenunterschiede von 1,0 bis 1,5 $m\mu$)[3]). Im Grün bei $\lambda = 5{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm ist sie

[1]) O. STEINDLER, Wiener Ber. II A Bd. 115, S. 39. 1906.

[2]) L. A. JONES, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 1, S. 63. 1917; vgl. auch M. PIRANI u. W. W. LOEBE, Verh. d. D. phys. Ges. Bd. 17, S. 47. 1915.

[3]) Nach J. G. PRIEST, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 16, S. 117. 1928, beträgt der Wellenlängenunterschied bei $5{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm nur 0,1 bis 0,2 $m\mu$.

kleiner (Wellenlängenunterschiede von 3,2 mμ), an den Enden noch geringer, von λ = ca. $4,1 \cdot 10^{-5}$ cm und λ = ca. $6,8 \cdot 10^{-5}$ cm an muß die Differenz über 5,0 mμ betragen.

Jede farbige Strahlung kann man herstellen aus einer weiß wirkenden Strahlung und einer (bei Purpurtönen zwei) monochromatischen. Der Anteil der monochromatischen Strahlung ist die Sättigung S, $(1 - S$ Weißgehalt), die Wellenlänge der Farbton.

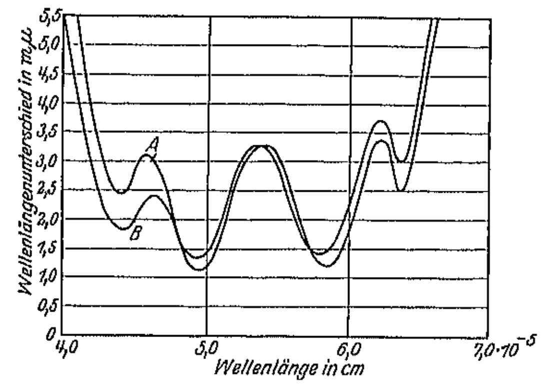


Abb. 9. Wellenlängenunterschied in mμ zwischen benachbarten Wellenlängen, bei denen der Farbeindruck wechselt, in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Kurve A Werte nach STEINDLER, Kurve B nach JONES.

Messungen zur Bestimmung der Fähigkeit der Augen, Farbeindrücke gleichen Farbtones aber verschiedener Sättigung auseinander zu halten, sind von L. A. JONES und E. M. LOWRY[1]) gemacht. Für acht verschiedene Spektralfarben wurde, ausgehend von der reinen Spektralfarbe, festgestellt, bei welchem Unterschied in der Sättigung eine Farbeindrucksverschiedenheit eben wahrgenommen wurde. Die Tabelle 3 gibt die Ergebnisse. Es ist die prozentuale Sättigung der unterscheidbaren Farbeindrücke angegeben, die Einzelstufen sind fortlaufend numeriert. Die Zahl der Stufen, die bis zur Erreichung der Sättigung O vorhanden ist, ist ein Maß für die Verschiedenheit der Unterscheidungsfähigkeit für die Farbtöne.

Tabelle 3. **Stufen der Unterscheidungsempfindlichkeit der Augen für wechselnden Sättigungsgrad.**

Lfd. Nr.	Prozent Sättigung für Wellenlänge							
	$4,40 \cdot 10^{-5}$ cm	$4,70 \cdot 10^{-5}$ cm	$4,90 \cdot 10^{-5}$ cm	$5,40 \cdot 10^{-5}$ cm	$5,75 \cdot 10^{-5}$ cm	$6,05 \cdot 10^{-5}$ cm	$6,40 \cdot 10^{-5}$ cm	$6,80 \cdot 10^{-5}$ cm
1	97,5	97,0	96,0	98,0	98,0	98,0	97,2	97,0
2	95,0	93,7	91,5	95,8	95,2	95,5	94,3	93,9
3	92,0	90,2	86,5	92,5	91,5	92,8	91,4	90,5
4	98,5	86,2	81,0	88,8	86,9	89,7	88,4	87,0
5	84,4	82,0	75,0	84,5	80,5	86,0	85,0	83,0
6	80,3	78,0	68,5	79,5	72,5	82,0	81,5	78,8
7	76,0	73,5	61,5	73,5	64,3	77,7	77,5	74,4
8	71,0	68,5	54,8	66,5	55,8	72,8	73,5	69,5
9	66,4	63,0	47,7	59,2	47,4	67,0	69,0	64,7
10	61,5	57,4	41,0	51,5	38,0	60,3	64,0	59,7
11	56,0	51,8	34,5	44,4	28,5	53,0	58,5	54,2
12	51,0	46,0	28,3	37,0	20,5	45,8	52,5	48,5
13	45,5	39,7	22,8	30,0	13,7	38,5	47,0	42,5
14	39,7	33,4	17,9	23,0	8,0	31,4	41,5	36,5
15	34,0	27,0	13,5	17,0	3,5	24,8	25,7	30,5
16	28,3	21,5	9,6	11,2	0,0	19,0	30,5	25,0
17	23,0	17,0	6,0	6,5	—	14,2	25,4	20,6
18	17,5	12,3	2,8	2,7	—	9,0	20,2	16,5
19	13,0	8,5	0,0	0,0	—	4,5	15,5	12,8
20	9,0	5,0	—	—	—	0,0	11,5	9,3
21	5,7	2,3	—	—	—	—	7,1	6,0
22	2,5	0,0	—	—	—	—	3,3	2,8
23	0,0	—	—	—	—	—	0,0	0,0

[1]) L. A. JONES u. E. M. LOWRY, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 25. 1926.

Die bekanntesten physiologischen Erklärungen des Farbensehens sind von YOUNG-HELMHOLTZ und von HERING aufgestellt

18. Die YOUNG-HELMHOLTZsche Theorie und die Grundempfindungskurven. Außer durch Mischung aus einer weißen und einer monochromatischen Strahlung kann erfahrungsgemäß jeder Farbeindruck durch Mischung von höchstens 3 Spektralfarben hergestellt werden. Die YOUNG-HELMHOLTZsche Theorie[1]) des Farbensehens erklärt diese Erfahrungstatsache durch die Annahme, daß bei farbigem Sehen drei verschiedene Rezeptoren im Auge von Lichtschwingungen erregt werden. Die Einzelerregung jeder dieser drei Rezeptoren ergibt eine der sog. Grundempfindungen, gleichzeitige Erregung von zwei oder drei Grundempfindungen alle anderen Farbeindrücke. Jede der drei Empfindungen wird durch einen weiten Bereich der Lichtschwingungen ausgelost und gibt hier nach der Theorie unabhängig von der Schwingungszahl immer die gleiche Qualität der Empfindungen, die quantitative Erregungsstärke variiert jedoch mit der Schwingungszahl. Werden als Grundempfindungen unrealisierbare Farben, deren „Farbtiefe" man sich noch größer vorstellt als die der gesättigtesten reellen Farben (Spektralfarben), angenommen, so kann man sich alle realisierbaren Farben, auch die Spektralfarben, durch „eigentliche" Mischung aus diesen drei entstanden denken. Dies ist für die Einheitlichkeit der Beschreibung vorteilhaft.

Durch schwierige Experimente an Normalfarbempfindlichen und an Farbenblinden ist von KÖNIG und DIETERICI[2]) versucht worden, das Größenverhältnis der Einzelerregung der Grundempfindungen für jede Schwingungszahl der sichtbaren Strahlung festzulegen. Um dieses Größenverhältnis festzulegen, mußte zuerst die Bezugseinheit für die Erregung festgesetzt werden. Die Unabhängigkeit der drei Grundempfindungen läßt eine willkürliche Festsetzung der Einheit zu. Man hat als Einheit diejenigen Mengen, die zusammen Weiß ergeben, gewählt. Bei der Weißempfindung ist folglich die Erregungsgröße für jede der drei Grundempfindungen gleich; sie wird = 1 gesetzt. Als Weiß wird jetzt der Farbeindruck, den die Hohlraumstrahlung von 5000° abs hervorruft, festgesetzt[3]).

Bewertet man jede der Grundempfindungen nach ihrer Fähigkeit, einen Helligkeitseindruck hervorzurufen, so muß die Addition der so reduzierten Werte der Erregungskurven für jede Wellenlänge auf die Sichtbarkeitskurve führen. Die Auswertung der ursprünglichen KÖNIGschen Kurven (nach Umrechung auf die Strahlung des S.K. bei 5000° abs) durch IVES[4]) führte zu keinen fur alle Wellenlängen einheitlichen Reduktionsfaktoren der drei Grunderregungswerte. Die Umrechnung der Kurven unter Benutzung eines Blau anstatt des ursprünglichen Violett als Grundempfindung führte auf die in Abb. 10 wiedergegebenen KÖNIG-IVESschen Grunderregungskurven, bezogen auf gleichmäßige Energieverteilung im Spektrum[5])

[1]) H. v. HELMHOLTZ, Physiol Opt. 3. Aufl., Bd. 2, S 354ff.

[2]) A. KÖNIG u. C. DIETERICI, ZS. f. Psych. u. Physiol. d. Sinnesorg. Bd. 4, S. 241. 1892; KÖNIG, Gesammelte Abhandlungen zur physiologischen Optik, Leipzig 1903; s. a. J. RUNGE, Grundlagen des Farbensehens. Licht und Lampe, Heft 11, S. 361, 1927, u. zur Farbenlehre, ZS. f. techn Phys. Bd. 8, S. 289—99. 1927.

[3]) A. KÖNIG u. C. DIETERICI bezogen auf Strahlung der Sonne.

[4]) H. E IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 180, S 673. 1915; Bd. 195, S. 23. 1923.

[5]) Die von WEAVER (vgl. TROLAND, Rep. Com. Colometry 1920/21, Journ Opt. Soc. Amer. Bd 6, S. 527/96. 1922) nach den KÖNIG, DIETERICI und ABNEYschen Werten berechneten Grundempfindungskurven scheinen, wie Messungen von SINDEN (Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 1123/1153 1923) an Komplementärfarben zeigen, Abweichungen vom Experiment zu geben (vgl auch GUILD „Survey of Modern Development of Colorimetry", Proc. Opt. Convention, London 1926, S. 117). Berechnungen der Farbe von Filtern nach den IVESschen und WEAVERschen Grundempfindungskurven, die die Verfasser ausfuhren, zeigen gleichfalls eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment bei Benutzung der KÖNIG-IVESschen Werte. Für die WEAVERschen Kurven sind von JUDD (Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 10, S. 635. 1925) die Sichtbarkeitsumrechnungsfaktoren berechnet worden.

Tabelle 4. Grunderregungswerte für eine gleich große Strahlungsintensität (E_λ).

Wellenlänge in cm	Grunderregungen Rot	Grün	Blau
$3,8 \cdot 10^{-5}$			0,00
3,9	0,0045		0,0757
4,0	0,0107		0,186
4,1	0,0163		0,319
4,2	0,0190		0,482
4,3	0,0148	0,00	0,743
4,4	0,0079	0,0048	0,929
4,5	0,00	0,0174	0,949
4,6	0,0010	0,0380	0,867
4,7	0,0101	0,0670	0,705
4,8	0,0222	0,109	0,461
4,9	0,0617	0,165	0,233
5,0	0,123	0,244	0,123
5,1	0,199	0,346	0,0807
5,2	0,275	0,453	0,0534
5,3	0,340	0,525	0,0366
5,4	0,399	0,569	0,0285
5,5	0,441	0,577	0,0216
5,6	0,466	0,554	0,0167
5,7	0,470	0,494	0,0137
5,8	0,462	0,394	0,0105
5,9	0,438	0,287	0,0051
6,0	0,398	0,198	0,0024
6,1	0,348	0,133	0,0009
6,2	0,289	0,0923	0,0005
6,3	0,214	0,0555	0,0002
6,4	0,153	0,0340	0,00
6,5	0,0957	0,0184	
6,6	0,0580	0,0100	
6,7	0,0344	0,0054	
6,8	0,0148	0,0023	
6,9	0,0096	0,0014	
7,0	0,0052	0,0007	

(die Zahlenwerte gibt Tab. 4). In Abb. 10 ist außer den Erregungskurven die relative spektrale Energieverteilung für die Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs eingezeichnet. Um aus diesen Er-

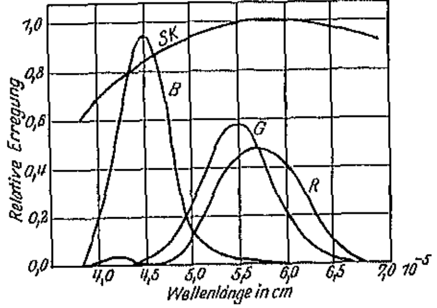


Abb. 10. Relative Werte der Grunderregung für die Blauempfindung B, Grünempfindung G, Rotempfindung R für gleichmäßige Energieverteilung im Spektrum in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach KÖNIG-IVES. Kurve SK gibt relative Intensitätswerte für die Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs.

regungskurven die Sichtbarkeitskurve zu gewinnen, sind von IVES folgende Multiplikationsfaktoren angegeben: Rot 0,568; Grün 0,426; Blau 0,006.

19. Das MAXWELL-HELMHOLTZsche Farbdreieck. Gemäß der YOUNG-HELMHOLTZschen Theorie ist, wie in Ziff. 18 auseinandergesetzt, jeder Farbeindruck durch ein bestimmtes Verhältnis der Erregung der drei Grundempfindungen charakterisiert. Unter normalen Sehbedingungen werden nur im Ausnahmefall zwei, meist die drei Empfindungen erregt. Die Spektralfarben und die durch Mischung des äußersten Rot und äußersten Violett in verschiedenen Verhältnissen hergestellten Purpurfarben sind die Farben mit größtmöglichem Vorwiegen einer der drei Erregungen, es sind also Farben höchster Sättigung (100%). Alle anderen Farbeindrücke sind aus den vorgenannten Farben durch Zumischung von Weiß herstellbar. Gesättigtere Farbempfindungen als die der Spektralfarben können nur bei partieller Ermüdung der beiden anderen Grundempfindungen, z. B. im Grün, empfunden werden. Der Farbeindruck einer durch die Farbkoordinaten festgelegten Farbe ist nur dann eindeutig gegeben, wenn die strahlende Fläche in strahlungsloser Umgebung betrachtet wird. Farben, die nicht im Farbdreieck enthalten sind, gibt es nicht; dagegen mannigfaltige psychophysiologische Farbeindrücke, die nicht durch Farbton und Sättigung charakterisierbar sind[1].

[1] Bringt man z. B. eine farbig strahlende Fläche in eine farbige oder weiße Umgebung von sehr viel größerer oder kleinerer Leuchtdichte, so kann man eine Mannigfaltigkeit von solchen Farbeindrücken erzielen, z. B. sieht eine rotgelb gefärbte Fläche geringer Leuchtdichte in weißer Umgebung hoher Leuchtdichte braun aus. Solche Effekte sind besonders bei Pigmentfarben, deren Leuchtdichte durch Zusatz ungefärbter, schwach reflektierender Stoffe (wie Ruß) herabgesetzt ist, häufig. Für die Charakterisierung der Pigmentfarben eignet sich der Ostwaldsche Farbatlas. Die Beziehung der Einteilung der Farben zum Farbdreieck ist in Kap. 18, Ziff. 18 erwähnt.

Zur Kennzeichnung des Farbeindruckes gibt man entweder die relativen Werte der drei Grundempfindungen (zwei Zahlenangaben, da die Summe konstant [gleich 1] ist) oder den Farbton und die Sättigung an. Als übersichtliche Anordnung für die Farben benutzt man bei der Darstellung Dreieckskoordinaten (MAXWELLsches Farbdreieck)[1].

An den Ecken des Dreieckes werden die nicht realisierbaren Farben der Grundempfindungen eingetragen. Wählt man, wie in Abb. 11, ein gleichseitiges

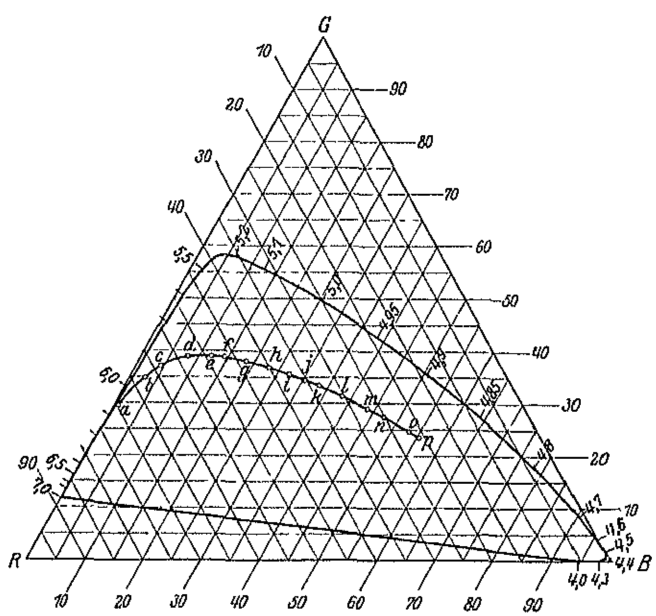


Abb. 11. MAXWELL-HELMHOLTZsches Farbdreieck. Die unter normalen Sehbedingungen realisierbaren Farben liegen innerhalb der umzogenen Fläche, Begrenzung durch die Spektralfarben (Lage durch Angabe der Wellenlänge in 10^{-5} cm gekennzeichnet) und die „Purpurlinie". Die Einzelkurve gibt die Lage der Farbpunkte für die Strahlung des schwarzen Körpers bei den nachstehend angegebenen Temperaturen (abs. Zählung):

a 1000° *c* 1600° *e* 2100° *g* 3000° *i* 4000° *k* 5000° *m* 8000° *o* 20000°
b 1400° *d* 2000° *f* 2600° *h* 3500° *j* 4500° *l* 6000° *n* 10000° *p* 28000° wieder.

Dreieck zur Darstellung, so liegt der Weißpunkt im Mittelpunkt, die Spektralfarben auf der eingezeichneten Kurve. Realisierbar sind unter normalen Sehbedingungen, d. h. wenn keine Ermüdungserscheinungen für die eine oder die andere Grundempfindung zu verzeichnen sind, die Farbeindrücke, die auf dem von dem Spektrallinienzug und der Verbindung Rot-Violett umzogenen Flächenstück liegen.

Sind für einen Farbeindruck als Farbkoordinaten die relativen Werte der drei Grunderregungen gegeben, so findet man den Farbpunkt P durch Abtragung dieser Werte auf den entsprechenden drei Ordinatenlinien. Sind Farbton und Sättigung angegeben, so liegt der Punkt P auf der Verbindungslinie der angegebenen Spektralfarbe F mit dem Weißpunkt W, und zwar liegt der Punkt so, daß das Verhältnis $\frac{PW}{FW}$ = Sättigung ist.

Die geometrischen Beziehungen der beiden verschiedenen Angaben für den Farbeindruck im Farbdreieck sind ohne weiteres erkennbar. Auf die ebenfalls mögliche zahlenmäßige Umrechnung der beiden Angaben wird hier nicht eingegangen.

---

[1] S. a. Kap. 18, Abb. 8, MAXWELL-HELMHOLTZsches Farbdreieck mit OSTWALDschen Farbenkreisen.

20. Komplementärfarbe. Die gesättigten Komplementärfarben sind durch Punkte des Linienzuges der gesättigten Farben, deren Verbindungsgerade durch den Weißpunkt geht, bestimmt. Das relative Mischungsverhältnis, bei dem der Weißeindruck entsteht, ist durch die reziproken Abstandsverhältnisse vom

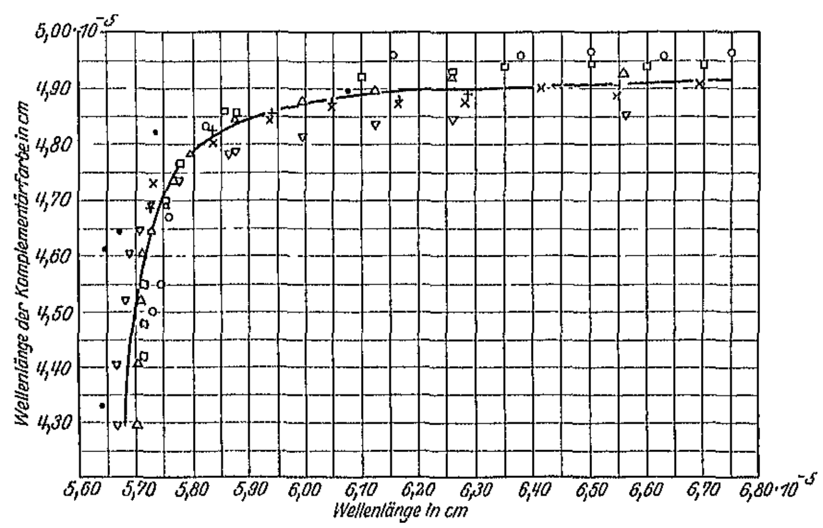


Abb. 12. Wellenlängen von Komplementärfarben. Daten aus HELMHOLTZ Physiol. Opt. 3. Ausgabe. Bd. 2, S. 107. Nach Messungen von • HELMHOLTZ, ∘ KÖNIG, + TRENDELENBURG, × ANGIER, △ KRIES, ▽ FREY, □ DIETERICI.

Weißpunkt gegeben. Eine Zusammenstellung der Messungen von Komplementärfarben ist in Abb. 12 nach der Zusammenstellung von PRIEST[1]) gegeben.

21. Charakterisierung des Lichteindruckes. Die Angabe der Farbkoordinaten charakterisiert den Lichteindruck noch nicht vollständig. Dazu ist noch die Angabe der Leuchtdichte (der Flächenhelligkeit) erforderlich. Vielfach wird, um den Lichteindruck einer Strahlung zu charakterisieren, die Darstellung in einer Farbpyramide angewandt. In dieser Farbpyramide liegen Lichteindrücke mit gleichen Leuchtdichten auf einem Parallelschnitt zur Basis. Eine zweite Möglichkeit besteht darin, im Farbdreieck die Punkte je nach Leuchtdichte mit verschiedener Masse versehen zu denken.

22. Die HERINGsche Theorie des Farbsehens. Die HERINGsche Theorie fußt auf der Lehre von dem psycho-physischen Parallelismus. Die psychologische Farbenanalyse gibt sechs Grundempfindungen, denen nach HERING sechs Stoffwechselvorgänge in drei verschiedenen Sehsubstanzen entsprechen. Sowohl mit der aufsteigenden (assimilatorischen) stofflichen Änderung wie der absteigenden (dissimilatorischen) Änderung in jeder dieser Sehsubstanzen ist eine verschiedene Farbempfindung verknüpft.

Die Einzelempfindungen sind auf die Sehsubstanzen den Gegenfarbenpaaren (d. h. Farbempfindungen, die bei additiver Mischung farbtonfreie Empfindung hervorrufen) nach verteilt, und zwar soll bei den drei Sehsubstanzen

	I	II	III
der assimilatorische Prozeß	Grün-	Blau-	Schwarz-
der dissimilatorische Prozeß	Rot-	Gelb-	Weiß-

Empfindung ergeben.

[1]) I. G. PRIEST, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 402. 1920.

23. Bestimmung der Leuchtdichte einer Strahlung. Die Leuchtdichte ist für die Lichtwirkung einer Strahlung maßgebend. Sie wird in relativem Maße aus der Augenempfindlichkeit φ_λ und der Intensität e_λ durch Bildung des Integrals $\int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \varphi_\lambda e_\lambda d\lambda$ gefunden (Auswertung durch Anwendung der SIMPSONschen Regel oder durch graphische Integration). Voraussetzung dabei ist, daß das Auge bei gleichzeitiger Wirkung vieler verschiedener Schwingungen für jede einzelne die bei Einzelerregung festgestellte Empfindlichkeit behält, und sich die spektralen Helligkeiten additiv zur Gesamthelligkeit zusammensetzen. Diese Voraussetzung scheint jedoch, soweit sie für Helligkeitsmessungen in Betracht kommt, erfüllt zu sein[1]).

Für dieses „Helligkeitsintegral" ist der Grenzeinschluß außerhalb des Gebietes $\lambda = 4{,}10 \cdot 10^{-5}$ cm bis $7{,}20 \cdot 10^{-5}$ cm für glühende Körper belanglos, da die Gebiete jenseits von $\lambda = 7{,}20 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 4{,}10 \cdot 10^{-5}$ cm, in denen die Empfindlichkeit des Auges unter 0,1% der Maximalempfindlichkeit sinkt, nur dann einen relativ in Betracht kommenden Beitrag liefern, wenn es sich um in diesem Gebiete selektiv strahlende Körper handelt (Linienspektren). Bei irdischen Lichtquellen mit kontinuierlichem Spektrum bedingt selbst ein Abschneiden der Enden des sichtbaren Bereiches wenig Änderung. Ein Beispiel zeigt dies: Bei der Strahlung des schwarzen Körpers bei 2000° abs. ist der Beitrag der Wellenlängengebiete jenseits $7{,}00 \cdot 10^{-5}$ cm und jenseits $4{,}60 \cdot 10^{-5}$ cm nur noch 0,2%. Dagegen ist eine Festlegung der zu wählenden Grenzen der Sichtbarkeit bei Berechnung der Energie der Strahlung, die auf das sichtbare Gebiet entfällt, wesentlich. Es ist bei den Berechnungen im folgenden das Gebiet von $\lambda = 4{,}10 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 7{,}20 \cdot 10^{-5}$ cm abgegrenzt.

d) Lichterzeugung und Energieverbrauch.

24. Nutzeffekt. Der Quotient der Werte des Helligkeitsintegrals und des Energiestromes, der auf das sichtbare Gebiet entfällt, ergibt den sog. „visuellen Nutzeffekt der sichtbaren Strahlung" (von Grenzen abhängige Größe). Das Verhältnis des Helligkeitsintegrals zum Gesamtenergiestrom ergibt den „visuellen Nutzeffekt der Gesamtstrahlung" [von Eingrenzung außerhalb des Gebietes $\lambda = 4{,}10 \cdot 10^{-5}$ bis $7{,}20 \cdot 10^{-5}$ cm praktisch unabhängiger Wert].

Als „optischer Nutzeffekt" wird das Verhältnis der Werte des auf das sichtbare Gebiet entfallenden Energiestromes und des Gesamtenergiestromes bezeichnet (von Eingrenzung abhängiger Wert). Die Abhängigkeit des optischen Nutzeffektes sowohl wie des visuellen Nutzeffektes für das sichtbare Gebiet von der Grenzziehung hat kaum eine praktische lichttechnische Auswirkung, denn bei Messungen der Strahlung von Lichtquellen wird der Gesamtwert des Lichtes und der der Energie bestimmt oder aber Bestimmungen von Licht und Energie in einzelnen Teilbereichen vorgenommen.

Um das Helligkeitsintegral, das die Lichtwirkung des Energiestromes auf das Auge im energetischen Maße wiedergibt, auf Lichteinheiten[2]) umzurechnen, wird

---

[1]) K. W. F. KOHLRAUSCH, Phys. ZS. Bd. 21, S. 396ff. 1920; M. PIRANI, ZS. f. Beleuchtungsw. 1915, S. 41.

[2]) In Deutschland und Mitteleuropa ist für Lichtmessungen die Ureinheit die Lichtstärke (J), die eine Hefnerlampe in horizontaler Richtung ausstrahlt, und wird 1 Hefnerkerze (1 HK) genannt. In Amerika, England und Frankreich hat man eine Standardkerze eingeführt, die dort International Candle Power genannt wird. Sie ist durch keine durch Zahlenangaben festgelegte, reproduzierbare Einheitslichtquelle verkörpert, sondern wird durch einen Satz elektrischer Glühlampen aufrecht erhalten. Sie hat den Wert von 1,11 HK bei Kohlefadenlampentemperatur. Neuere Vergleiche haben ergeben, daß der Faktor bei

das Helligkeitsintegral für eine durch Messung bekannte Leuchtdichte (Flächenhelle), für die die Größe des Energiestromes in Abhängigkeit von der Wellenlänge bekannt ist, gebildet und als Umrechnungswert benutzt. Nach den neuesten Bestimmungen von BRODHUN und HOFFMANN[1]) beträgt die Leuchtdichte des schwarzen Körpers beim Platinschmelzpunkt (2044° abs.) 65,24 HK/cm² ± 0,5 %, beim Palladiumschmelzpunkt (1830° abs.) 15,66 HK/cm² ± 0,6%. IVES[2]) maß die Leuchtdichte beim Platinschmelzpunkt zu 55,4 cdl./cm², bei Anwendung des Umrechnungsfaktors 1,11 ergibt sich 61,5 HK/cm², also ein Wert, der um etwa 6% niedriger als der von BRODHUN und HOFFMANN bestimmte ist.

25. Lichtausbeute. Man charakterisiert die Lichtwirkung einer Strahlung allgemein durch Angabe der spezifischen Lichtausbeute, d. h. Verhältnis des Lichtstromes zur aufgenommenen Leistung Lm/Watt[3]).

26. Mechanisches Lichtäquivalent. Der Energieverbrauch zur Erzeugung von Licht wird am kleinsten, wenn eine monochromatische Lichtquelle der Wellenlänge, für die die Empfindlichkeit des Auges am größten ist, strahlt. Man bezeichnet die hier zur Erzeugung von 1 Lumen aufzuwendende Leistung als das mechanische Lichtäquivalent.

Der Wert des mechanischen Lichtäquivalentes kann aus dem visuellen Nutzeffekte der Gesamtstrahlung und der Lichtausbeute gefunden werden, denn es wird im Helligkeitsintegral die Strahlung der einzelnen Bereiche gemäß ihrer relativen Sichtbarkeit bewertet, also wird der Einzelwert der Leistung in dem Maße vermindert, als die Lichterregung gegen die maximale verkleinert ist, das Integral gibt also den Energiestromwert S, der im Maximum der Sichtbarkeit wirken würde. Da ferner die Lichtausbeute das Verhältnis des Lichtstromes zur Leistung gibt, so ergibt der Quotient der Werte des visuellen Nutzeffektes der Gesamtstrahlung und der Lichtausbeute $\frac{S}{\mathrm{W}} : \frac{\mathrm{Lm}}{\mathrm{W}} = S : \mathrm{Lm}$ das mechanische Lichtäquivalent. Die Berechnungen von BRODHUN und HOFFMANN[1]) ergeben hierfür 0,00145 W/HLm. IVES[4]) erhält 0,00161 W/I.C.P. Lm[5]). Das Ergebnis von IVES haben BRODHUN und HOFFMANN auf deutsche Einheiten (Konstante $c_2 = 1{,}43$ und HLm = 0,901 Int. Lm) umgerechnet zu 0,00153 W/HLm.

e) Lichtstrahlung des schwarzen Körpers.

27. Werte der Intensität der Strahlung des schwarzen Körpers. Die Intensität der Strahlung des schwarzen Körpers ist in allen Richtungen gleich groß, eine strahlende Fläche hat somit eine Gesamtstrahlungsdichte und eine Leuchtdichte, die vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Flächennormale unabhängig sind, und der von ihr in verschiedenen Richtungen ausgesandte

2000° abs. unverändert geblieben ist, daß er aber bei steigender Temperatur eine von der Farbtemperatur abhängige Veränderung erlitten hat. So beträgt er bei 2400° abs. jetzt 1,14 und hat bei 2700° abs. einen um 3 bis 4% höheren Wert, der jedoch noch nicht genau bekannt ist. (Vgl. DZIOBEK, ZS f. Instrkde. Bd. 46, S. 476. 1926 Vortrag in d. DBG. am 5. 1. 28, Licht und Lampe., Heft 3, 1928 u. Rep. of the Nat. Phys. Lab. for the year 1926 S. 135. 1927; W. GEISS, Schweiz. Elektrotechn. Ver. Bull. Bd. XIX, S. 198. 1928. In neuerer Zeit werden Lichtgrößen seltener in Kerzenstärken, sondern vorwiegend durch den ausgesandten Lichtstrom Φ in Hefnerlumen gekennzeichnet. Der Zusammenhang zwischen J und Φ für eine sehr kleine (punktartige) kugelförmige Lichtquelle ist $\Phi = 4\pi J$, eine solche Lichtquelle von 1 HK_h hätte also 12,57 Hefnerlumen.

[1]) E. BRODHUN u. FR. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 37, S. 137. 1926.

[2]) H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 197, S. 147 und 359. 1924.

[3]) Vgl. Anm. Ziff. 24.

[4]) H. E. IVES, Journ. Opt. Soc. Bd. 9, S. 635. 1924.

[5]) International Candle Power Lumen.

Tabelle 5. Werte der Strahlungsintensität in $\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3}$

$$E_{\lambda T} = \frac{2 c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

$c_1 = 5{,}87 \cdot 10^{-13}$ Watt · cm², $\qquad E_{\lambda \max} = 4{,}162 \cdot 10^{-12} \cdot T^5 \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^3}$

$c_2 = 1{,}43$ cm · Grad.

Wellenlänge λ in cm	Temperatur T in absol. Graden				
	1000°	1500°	2000°	2500°	3000°
$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$3{,}254 \cdot 10^{-20}$	$7{,}297 \cdot 10^{-10}$	$1{,}093 \cdot 10^{-4}$	$1{,}392 \cdot 10^{-1}$	$1{,}636 \cdot 10^{1}$
$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}731 \cdot 10^{-14}$	$3{,}303 \cdot 10^{-6}$	$4{,}562 \cdot 10^{-2}$	$1{,}391 \cdot 10^{1}$	$6{,}301 \cdot 10^{2}$
$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$9{,}609 \cdot 10^{-11}$	$7{,}641 \cdot 10^{-4}$	$2{,}155$	$2{,}532 \cdot 10^{2}$	$6{,}076 \cdot 10^{3}$
$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	$4{,}030 \cdot 10^{-8}$	$3{,}311 \cdot 10^{-2}$	$3{,}001 \cdot 10^{1}$	$1{,}785 \cdot 10^{3}$	$2{,}721 \cdot 10^{4}$
$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	$3{,}415 \cdot 10^{-6}$	$5{,}113 \cdot 10^{-1}$	$1{,}979 \cdot 10^{2}$	$7{,}063 \cdot 10^{3}$	$7{,}656 \cdot 10^{4}$
$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}006 \cdot 10^{-4}$	$4{,}009$	$8{,}003 \cdot 10^{2}$	$1{,}920 \cdot 10^{4}$	$1{,}597 \cdot 10^{5}$
$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}426 \cdot 10^{-3}$	$1{,}969 \cdot 10^{1}$	$2{,}314 \cdot 10^{3}$	$4{,}041 \cdot 10^{4}$	$2{,}720 \cdot 10^{5}$
$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}192 \cdot 10^{-2}$	$6{,}920 \cdot 10^{1}$	$5{,}273 \cdot 10^{3}$	$7{,}099 \cdot 10^{4}$	$4{,}018 \cdot 10^{5}$
$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$6{,}733 \cdot 10^{-2}$	$1{,}899 \cdot 10^{2}$	$1{,}008 \cdot 10^{4}$	$1{,}093 \cdot 10^{5}$	$5{,}356 \cdot 10^{5}$
$6{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}822 \cdot 10^{-1}$	$4{,}320 \cdot 10^{2}$	$1{,}690 \cdot 10^{4}$	$1{,}525 \cdot 10^{5}$	$6{,}611 \cdot 10^{5}$
$7{,}0 \cdot 10^{-5}$	$9{,}379 \cdot 10^{-1}$	$8{,}502 \cdot 10^{2}$	$2{,}560 \cdot 10^{4}$	$1{,}975 \cdot 10^{5}$	$7{,}715 \cdot 10^{5}$
$7{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}593$	$1{,}493 \cdot 10^{3}$	$3{,}582 \cdot 10^{4}$	$2{,}412 \cdot 10^{5}$	$8{,}609 \cdot 10^{5}$
$10{,}0 \cdot 10^{-5}$	$7{,}232 \cdot 10^{1}$	$8{,}500 \cdot 10^{3}$	$9{,}221 \cdot 10^{4}$	$3{,}863 \cdot 10^{5}$	$1{,}008 \cdot 10^{6}$
$15{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}119 \cdot 10^{3}$	$2{,}690 \cdot 10^{4}$	$1{,}327 \cdot 10^{5}$	$3{,}490 \cdot 10^{5}$	$6{,}724 \cdot 10^{5}$
$20{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}882 \cdot 10^{3}$	$3{,}148 \cdot 10^{4}$	$1{,}058 \cdot 10^{5}$	$2{,}229 \cdot 10^{5}$	$3{,}728 \cdot 10^{5}$
$E_{\lambda \max}$	$4{,}162 \cdot 10^{3}$	$3{,}161 \cdot 10^{4}$	$1{,}332 \cdot 10^{5}$	$4{,}065 \cdot 10^{5}$	$1{,}012 \cdot 10^{6}$
$\lambda_{\max}$	$28{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm	$19{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm	$14{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm	$11{,}52 \cdot 10^{-5}$ cm	$9{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm

in cm	3500°	4000°	6000°	8000°	10000°
$2{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4{,}926 \cdot 10^{2}$	$6{,}332 \cdot 10^{3}$	$2{,}450 \cdot 10^{6}$	$4{,}820 \cdot 10^{7}$	$2{,}882 \cdot 10^{8}$
$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	$9{,}602 \cdot 10^{3}$	$7{,}406 \cdot 10^{4}$	$8{,}704 \cdot 10^{6}$	$9{,}443 \cdot 10^{7}$	$3{,}956 \cdot 10^{8}$
$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	$5{,}880 \cdot 10^{4}$	$3{,}226 \cdot 10^{5}$	$1{,}714 \cdot 10^{7}$	$1{,}252 \cdot 10^{8}$	$4{,}146 \cdot 10^{8}$
$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}904 \cdot 10^{5}$	$8{,}191 \cdot 10^{5}$	$2{,}468 \cdot 10^{7}$	$1{,}361 \cdot 10^{8}$	$3{,}822 \cdot 10^{8}$
$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	$4{,}201 \cdot 10^{5}$	$1{,}506 \cdot 10^{6}$	$2{,}970 \cdot 10^{7}$	$1{,}329 \cdot 10^{8}$	$3{,}305 \cdot 10^{8}$
$4{,}5 \cdot 10^{-5}$	$7{,}253 \cdot 10^{5}$	$2{,}257 \cdot 10^{6}$	$3{,}204 \cdot 10^{7}$	$1{,}221 \cdot 10^{8}$	$2{,}767 \cdot 10^{8}$
$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}062 \cdot 10^{6}$	$2{,}951 \cdot 10^{6}$	$3{,}224 \cdot 10^{7}$	$1{,}083 \cdot 10^{8}$	$2{,}282 \cdot 10^{8}$
$5{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}387 \cdot 10^{6}$	$3{,}512 \cdot 10^{6}$	$3{,}102 \cdot 10^{7}$	$9{,}410 \cdot 10^{7}$	$1{,}872 \cdot 10^{8}$
$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}667 \cdot 10^{6}$	$3{,}912 \cdot 10^{6}$	$2{,}898 \cdot 10^{7}$	$8{,}086 \cdot 10^{7}$	$1{,}534 \cdot 10^{8}$
$6{,}5 \cdot 10^{-5}$	$1{,}888 \cdot 10^{6}$	$4{,}152 \cdot 10^{6}$	$2{,}654 \cdot 10^{7}$	$6{,}910 \cdot 10^{7}$	$1{,}261 \cdot 10^{8}$
$7{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}045 \cdot 10^{6}$	$4{,}254 \cdot 10^{6}$	$2{,}400 \cdot 10^{7}$	$5{,}893 \cdot 10^{7}$	$1{,}041 \cdot 10^{8}$
$7{,}5 \cdot 10^{-5}$	$2{,}140 \cdot 10^{6}$	$4{,}246 \cdot 10^{6}$	$2{,}152 \cdot 10^{7}$	$5{,}027 \cdot 10^{7}$	$8{,}633 \cdot 10^{7}$
$10{,}0 \cdot 10^{-5}$	$2{,}007 \cdot 10^{6}$	$3{,}384 \cdot 10^{6}$	$1{,}193 \cdot 10^{7}$	$2{,}360 \cdot 10^{7}$	$3{,}693 \cdot 10^{7}$
$15{,}0 \cdot 10^{-5}$	$1{,}086 \cdot 10^{6}$	$1{,}571 \cdot 10^{6}$	$3{,}966 \cdot 10^{6}$	$6{,}744 \cdot 10^{6}$	$9{,}697 \cdot 10^{6}$
$20{,}0 \cdot 10^{-5}$	$5{,}166 \cdot 10^{5}$	$7{,}375 \cdot 10^{5}$	$1{,}600 \cdot 10^{6}$	$2{,}540 \cdot 10^{6}$	$3{,}514 \cdot 10^{6}$
$E_{\lambda \max}$	$2{,}186 \cdot 10^{6}$	$4{,}262 \cdot 10^{6}$	$3{,}237 \cdot 10^{7}$	$1{,}364 \cdot 10^{8}$	$4{,}162 \cdot 10^{8}$
$\lambda_{\max}$	$8{,}228 \cdot 10^{-5}$ cm	$7{,}2 \cdot 10^{-5}$ cm	$4{,}80 \cdot 10^{-5}$ cm	$3{,}60 \cdot 10^{-5}$ cm	$2{,}88 \cdot 10^{-5}$ cm

Energiestrom wie auch der Lichtstrom nehmen mit dem Kosinus des Winkels zwischen Flächennormale und Betrachtungsrichtung ab (LAMBERTsches Kosinusgesetz).

Die Werte der Strahlungsintensität nach dem PLANCKschen Gesetz $E_{\lambda T} = \frac{2 \cdot c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$ sind für einige Wellenlängen des sichtbaren Gebietes nebst Grenzgebieten in Tabelle 5 für $T = 1000$, 1500, 2000, 2500, 3000, 3500, 4000, 6000, 8000 und 10000° abs. wiedergegeben[1]). Außerdem sind noch die Werte

[1]) Es sei auf die von M. K. FREHAFER u. C. L. SNOW berechneten Intensitäten der Strahlung des schwarzen Körpers von 1000 bis 28000° abs. ($c_2 = 1{,}433$ cm Grad) „Tables in graphs for facilitating the computation of spectral energy distribution by Planck's formula" Miscellaneous Publication of the Bureau of Standard No 56 issued 21st March 1921 hingewiesen.

für die Wellenlänge des Intensitätsmaximums zugleich mit dem Intensitätswert angegeben. Um die Änderung der Intensitätsverteilung innerhalb des sichtbaren Gebietes zu veranschaulichen, ist in Abb. 13 die relative Verteilung für verschiedene Temperaturen aufgetragen. Die Strahlungsintensitätsverteilung für

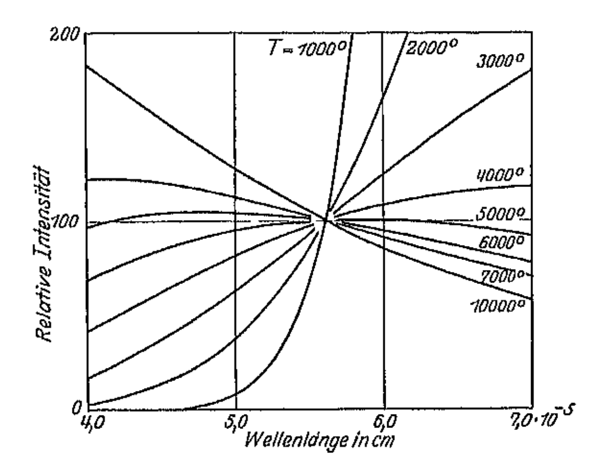


Abb. 13. Relative Intensitätsverteilung in der Strahlung des schwarzen Körpers im sichtbaren Gebiet für verschiedene Temperaturen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

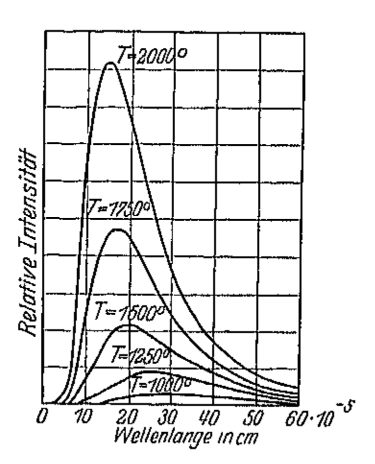


Abb. 14. Relative Intensität der Strahlung des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen.

den schwarzen Körper über das Gesamtspektrum ist kurvenmäßig in Abb. 14 dargestellt.

Gleichfalls als Kurve (Abb. 15) ist nach dem WIENschen Verschiebungsgesetz die Abhängigkeit der Wellenlänge maximaler Strahlung von der Temperatur dargestellt. Man sieht, daß bei 4000° abs. das Maximum in das Gebiet sichtbarer Strahlung eintritt, um es bei 7000° abs. wieder zu verlassen. Bei ca. 5000° abs. fallen die Wellenlängen maximaler Sichtbarkeit und maximaler Strahlung zusammen.

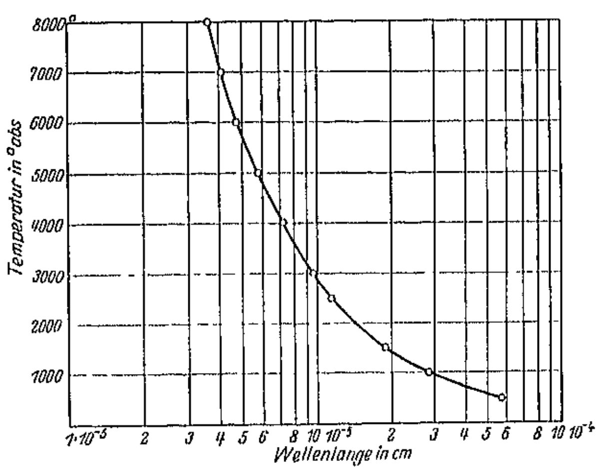


Abb. 15. Wellenlänge des Energiemaximums der Strahlung des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur.

28. Leuchtdichte der Strahlung des schwarzen Körpers. Durch Auswertung des Helligkeitsintegrals kann man, wie gesagt, relative Werte finden, die mittels gemessener Leuchtdichten umrechenbar sind, oder man kann durch Integration mittels SIMPSONscher Regel den Energiewert S, der im Maximum der Sichtbarkeit wirken würde, errechnen und diesen durch das mechanische Lichtäquivalent dividieren.

Die Leuchtdichte HK/cm² des schwarzen Körpers, berechnet aus der Strahlungsintensität und der Augenempfindlichkeitskurve (I.C.I.), bezogen

auf die von BRODHUN und HOFFMANN gemessenen Leuchtdichten, ist zugleicl mit der Gesamtstrahlungsdichte (Watt/cm²) in einer Dreifachskala[1]) (Abb. 16)

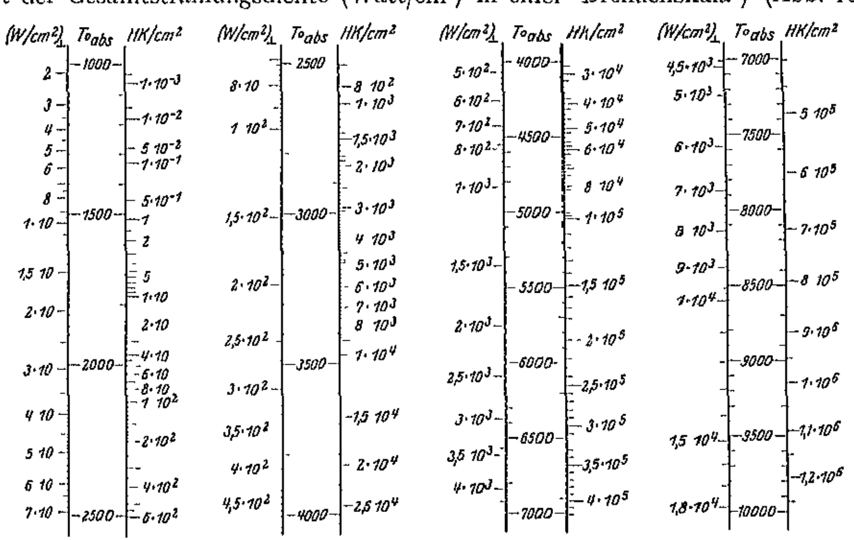


Abb. 16. Strahlungs- und Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Temperatur für die Strahlung des schwarzen Körpers

Tabelle 6. Leuchtdichte des schwarzen Körpers[2]).

Temperatur Grad abs.	Visueller Nutzeffekt der Gesamtstrahlung (Radiant Luminous Efficiency)	Leuchtdichte in CANDLES/cm², berechnet für Mechan. Lichtäquivalent = 0,00161 W/Lm	Leuchtdichte in CANDLES/cm², beobachtet von HYDE, FORSYTHE und CADY
1200	0,00000602	0,0141	
1400	0,0000557	0,242	
1600	0,000282	2,08	
1700	0,000541	5,10	5,06
1750	0,000726	7,69	7,63
1800	0,000957	11,3	11,2
1850	0,00124	16,4	16,2
1900	0,00158	23,2	23,0
1950	0,00198	32,3	32,0
2000	0,00246	44,4	44,0
2050	0,00301	59,9	59,6
2100	0,00364	79,8	79,6
2150	0,00436	105	104,9
2200	0,00517	137	136,4
2250	0,00606	175	175
2300	0,00706	223	222
2350	0,00816	281	280
2400	0,00935	350	350
2450	0,0107	433	433
2500	0,0120	531	527
2550	0,0135	645	641
2600	0,0151	780	775
2650	0,0168	934	927
3000	0,0309	$2,83\cdot10^3$	
4000	0,0807	$2,33\cdot10^4$	
5000	0,1190	$8,40\cdot10^4$	
6000	0,1353	$1,98\cdot10^5$	
7000	0,1352	$3,67\cdot10^5$	
8000	0,1258	$5,82\cdot10^5$	
10000	0,0987	$1,115\cdot10^6$	

für Temperaturen von 1000 bis 10000° abs. wiedergegeben (die Gesamtwärmestrahlungsdichte [s. Ziff. 4] ist hierin nach dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetze

$$\left(E = \frac{\sigma}{\pi} T^4\right)$$

berechnet).

Messungen der Leuchtdichte des schwarzen Körpers liegen von H. E. IVES[2]) und C. ZWIKKER[3]) im Temperaturgebiete von 1700° abs bis 2650° abs. vor. IVES hat auch die Leuchtdichte mit dem mechanischen Lichtäquivalent 0,00161 W/Int.Lm berechnet. Die Werte von IVES sind in den amerikanischen Einheiten in Tabelle 6

[1]) Diese Darstellung ist gewählt, da die Auswertung der Leuchtdichte nur auf 1% genau erfolgte

[2]) H. E. IVES, Journ Opt. Soc. Amer. Bd. 12, S. 75. 1926

[3]) C ZWIKKER, Proc Amsterdam Bd. 28, Nr. 5, S. 499. 1925.

wiedergegeben[1]). Die Tabelle 6 enthält außerdem noch den von Ives berechneten visuellen Nutzeffekt der Gesamtstrahlung. Abb. 17 zeigt den Einfluß der Temperaturänderung auf die Leuchtdichte. Es ist der Temperaturkoeffizient α $\left(\text{aus } \frac{\Delta H}{H} = \alpha \Delta T\right)$ der Leuchtdichte über der Temperatur für die Strahlung des schwarzen Körpers aufgetragen. Man sieht, wie der anfangs große Einfluß bei höheren Temperaturen sich vermindert.

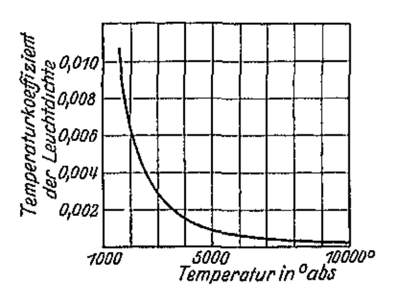


Abb. 17. Temperaturkoeffizient α der Leuchtdichte der Strahlung des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur. (Prozentuale Änderung der Leuchtdichte für ein Grad Temperaturänderung.)

Oft kennzeichnet man auch die Änderung der Leuchtdichte H mit der Temperatur durch zahlenmäßige Angabe des Exponenten n der Gleichung $\frac{\Delta H}{H} = \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^n$. n ist bei 1200° abs. ca. 20, bei 1500° ist $n = 15{,}9$, bei 2000° $n = 12{,}4$, bei 3000° $n = 8{,}4$, bei 4000° $n = 6{,}4$, bei 10000° $n = 3{,}05$.

29. Die wirksame Wellenlänge des Auges. Vergleicht man die Helligkeitsverhältnisse bei verschiedenen Temperaturen mit den Intensitätsänderungen für die einzelnen Wellenlängen, so ist für jedes Temperaturpaar eine Wellenlänge angebbar, bei der das Verhältnis der Intensitäten dem der Leuchtdichten gleich ist. Diese Wellenlängen sind die wirksamen Wellenlängen λ_w des als Filter betrachteten Auges. Nach der von Foote[2]) zuerst gegebenen Auswertung ist für Strahlungen der Temperaturen T_1 und T_2 die Bedingung also

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\int\limits_0^\infty E_{\lambda T_1} \varphi_\lambda d\lambda}{\int\limits_0^\infty E_{\lambda T_2} \varphi_\lambda d\lambda} = \frac{E_{\lambda_w T_1}}{E_{\lambda_w T_2}},$$

wo φ_λ die Augenempfindlichkeit und $E_{\lambda T}$ die Intensität der Strahlung ist. Bei Anwendung auf die Strahlung des schwarzen Körpers unter Benutzung des Wienschen Gesetzes ergibt sich somit

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{e^{-\frac{c_2}{\lambda_w T_1}}}{e^{-\frac{c_2}{\lambda_w T_2}}}, \qquad \text{folglich} \qquad \lambda_w = \frac{c_2\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)}{\ln \frac{H_1}{H_2}}.$$

Beim Übergang zu unendlich benachbarten Temperaturen ergibt sich die Grenzwellenlänge aus

$$d \ln H = \frac{dH}{H} = \frac{c_2}{\lambda_w T^2} dT \qquad \text{und} \qquad dH = \frac{c_2}{T^2} dT \int\limits_0^\infty \frac{E_{\lambda T} \varphi_\lambda d\lambda}{\lambda},$$

$$\lambda_w = \frac{\frac{c_2}{T^2} dT \cdot H}{dH} = \frac{\frac{c_2}{T^2} dT \int\limits_0^\infty E_{\lambda T} \varphi_\lambda d\lambda}{\frac{c_2}{T^2} dT \int\limits_0^\infty \frac{E_{\lambda T} \varphi_\lambda}{\lambda} d\lambda} = \frac{\int\limits_0^\infty E_{\lambda T} \varphi_\lambda d\lambda}{\int\limits_0^\infty \frac{E_{\lambda T} \varphi_\lambda d\lambda}{\lambda}}.$$

---

[1]) Eine einfache Umrechnung der Werte durch Temperaturänderung gemäß der Formel

$$\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{Au}}\right) = \frac{c_2'}{c_2}\left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_{Au}}\right) \qquad (T_{Au} = 1336° \text{ abs.})$$

ist nicht angängig, da damit eine andere Energieverteilungsänderung über der Wellenlänge entstände. Auch ist der Umrechnungsfaktor Internationale Kerzen zu Hefnerkerzen zur Zeit nicht bei allen Temperaturen konstant (vgl. Anm. Ziff. 5 und 24).

[2]) P. D. Foote, Bull. Bur. of Stand. Bd 12, Nr. 4, S. 483. 1916.

Aus Abb. 18, die der Arbeit von FORSYTHE[1]) entnommen ist, kann die Veränderung der wirksamen Wellenlänge des Auges mit der Temperatur entnommen werden. Kurve G gibt die Grenzwellenlänge, Kurve A—E die wirksamen Wellenlängen für die Ausgangstemperaturen 1000 (A), 1300 (B), 1800 (C), 3000 (D), 3600 (E), 5000 (F). Die wirksamen Wellenlängen wurden zuerst von CROVA berechnet, sie werden so vielfach Crovawellenlängen genannt. Für die Grenzwellenlänge ist also die Temperaturabhängigkeit der Strahlungsintensität des schwarzen Körpers dieselbe wie die der Leuchtdichte. Man kann sie somit auch aus den logarithmischen Isochromaten (Ziff. 7) sofort angeben.

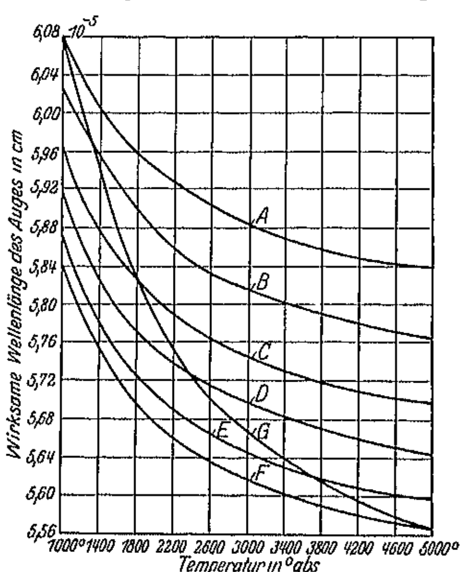


Abb. 18. Wirksame Wellenlänge des Auges in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Ausgangstemperaturen.
Kurve A Wirksame Wellenlänge des Auges bei Ausgang von 1000° abs. und Übergang zu anderen Temperaturen.
Kurve B für Ausgangstemperatur von 1300° abs.
" C " " " 1800° "
" D " " " 3000° "
" E " " " 3600° "
" F " " " 5000° "
" G Grenzwellenlänge.

30. Lichtausbeute, Nutzeffekt. Die spezifische Lichtleistung, die Lichtausbeute, ergibt sich aus dem Verhältnis der Intensität HK/cm² zu (Watt/cm²)$_\perp$ der Skala Abb. 16. Im allgemeinen wird sie aus der Bestimmung des Gesamtlichtstromes, (Lumen) und des Gesamtenergiestromes (Watt) gewonnen (Lm/Watt). Beide Bestimmungen ergeben denselben Wert für die Oberflächenstrahlung solcher Körper, bei denen die Intensität der Strahlung in allen Richtungen für alle Wellenlängen dieselbe ist.

Der optische Nutzeffekt ist in Abb. 19, der visuelle Nutzeffekt für die Gesamtstrahlung in Abb. 20 und der für das sichtbare Gebiet in Abb. 21 kurvenmäßig dargestellt.

Abb. 19. Optischer Nutzeffekt der Strahlung des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur. Grenzziehung für die ausgezogene Kurve $\lambda = 4,1 \cdot 10^{-5}$ bis $\lambda = 7,2 \cdot 10^{-5}$ cm, für die gestrichelte $\lambda = 4,0 \cdot 10^{-5}$ bis $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-5}$ cm.

Um die Verschiebung, die durch die Eingrenzung der sichtbaren Strahlung bei Bildung des optischen Nutzeffektes wie auch des visuellen Nutzeffektes für das sichtbare Gebiet entsteht, zu kennzeichnen, sind für den optischen Nutzeffekt die Werte, die einer Grenzziehung bei $\lambda = 4,0 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 7,5 \cdot 10^{-5}$ cm entsprechen, gestrichelt eingezeichnet. (Außerdem ändern sich die Werte des visuellen Nutzeffektes bei Veränderung der Sichtbarkeitsdaten.)

Aus der Kurve (Abb. 19) sieht man, daß von der Strahlung des schwarzen Körpers auf das sichtbare Gebiet bei 2000° abs. = ca. 1,0%, bei 3000° abs. = 9,3%, bei 4000° abs. = 22,8% entfallen. Der optische Nutzeffekt erreicht bei zirka 7000° abs. mit 39,5% sein Maximum und fällt dann wieder ab.

Abb. 21 läßt für den visuellen Nutzeffekt der sichtbaren Strahlung für den schwarzen Körper

[1]) W. E. FORSYTHE, Optical Pyrometry Abst. Bull. Nela Res. Lab. Bd. 1, S 564. 1925.

das Maximum zu 36,5% bei rund 5500° abs. erkennen. Das bedeutet: Ein Idealstrahler, der nur im sichtbaren Gebiet mit derselben Energieverteilung wie der schwarze Körper strahlte, also einen optischen Nutzeffekt von 100% hätte, würde die günstigste spezifische Lichtleistung bei 5500° abs. erreichen, und zwar 253 Lm/Watt.

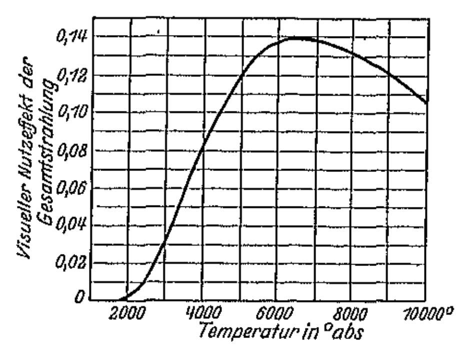


Abb. 20. Visueller Nutzeffekt der Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Temperatur.

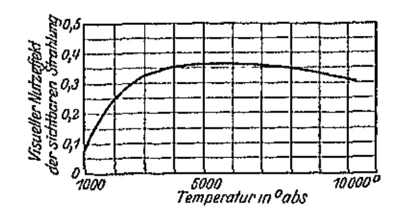


Abb. 21. Visueller Nutzeffekt der Strahlung des schwarzen Körpers in dem Bereich: $\lambda = 4,1 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 7,2 \cdot 10^{-5}$ cm in Abhängigkeit von der Temperatur.

Der visuelle Nutzeffekt für die Gesamtstrahlung wird für den schwarzen Körper bei rund 6500° abs. am größten: 13,9%. Bei 2000° abs. hat er nur den Wert von 0,25%, bei 3000° abs. 3,1%, bei 4000° abs. 8,1%. Dies zeigt, wie gering die spezifische Lichtleistung der Strahlung des schwarzen Körpers ist (95,9 Lm/Watt bei 6500° abs.).

31. Farbeindruck (Farbton und Sättigung) der Strahlung des schwarzen Körpers. Die Strahlung des schwarzen Körpers wird bei Temperatursteigerung zuerst, wie schon erwähnt, für ein dunkel adaptiertes Auge sichtbar. Die Angaben der Temperatur des Auftretens der Grauglut schwanken zwischen 631 und 677° abs.[1]).

Die Grauglut als solche wird bei direktem Fixieren der Lichtquelle nicht wahrgenommen, da im Auge dann das Bild auf dem gelben Fleck, in dem die Stäbchen fehlen, entsteht; die Zapfen sprechen auf solche kleinen Energieströme nicht an. Aus diesem indirekten Sehen ist auch erklärlich, daß die Grauglut meist als unstete Lichterscheinung beobachtet wird.

Bei Temperatursteigerung sprechen dann die Zapfen an, und zwar ist der erste Farbeindruck gelbgrün. Nach LUMMER[2]) läßt sich dieser Eindruck hervorrufen, wenn man starkfädige Glühlampen, die langsam angeheizt werden, aus großer Entfernung betrachtet.

Bei weiterer Temperatursteigerung erscheint die Strahlung des schwarzen Körpers rotgelb (von 1000° abs. an), dann gelbweiß (von 2000 bis 4000°), reinweiß (5000°) und schließlich blauweiß[3]).

In das MAXWELL-HELMHOLTZsche Dreieck (Abb. 11) sind die Farben, die durch die Strahlung des schwarzen Körpers entstehen, eingetragen. Die Farbpunkte wurden aus den KÖNIG-IVESschen Erregungskurven und den relativen Strahlungsintensitäten berechnet. Man sieht daraus, daß Farbtöne von ca. $6,1 \cdot 10^{-5}$ cm bis $5,8 \cdot 10^{-5}$ cm der Strahlung bis 5000° abs. entsprechen. Strahlung über

[1]) 400° C nach WEBER, Wied. Ann. Bd. 32, S. 256 1887, 358° C nach S. TERESCHIN, Journ. d russ. phys. chem. Ges. Bd 25, S. 102. 1893; 370° C nach GRAY, Phil. Mag. Bd. 37, S. 55. 1894; Proc. Phys. Soc Bd. 13, S. 122. 1894; 404° C nach PETTINELLI, Nuovo Cimento (9) Bd. 1, S. 183.

[2]) O. LUMMER, Verh. d. Phys. Ges. Bd. 6, S. 52. 1904.

[3]) Technisch werden häufig Temperaturen durch Angabe der Farbe des Glühens bezeichnet; diese Angaben decken sich nicht mit den oben angeführten. Man nennt Rotglut etwa 800°, Hellrotglut 1200°, Gelbglut 1400°, Weißglut 1800°.

5000° löst den dazu komplementaren Farbton im Blau von ca. $4{,}75 \cdot 10^{-5}$ cm[1]) aus. Die Bezugsstrahlung 5000° abs. liegt im Mittelpunkt (Weißpunkt). Die Sonnenstrahlung, die als Weiß empfunden wird, hat eine andere spektrale Zusammensetzung als die Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs. Abb. 22 zeigt relative Energieverteilungskurven. Für die Sonnenstrahlung sind Mittelwerte der von ABBOT gemessenen Verteilung im Spektrum der Sonne am Mittag im Juni und Dezember genommen[2]). Berechnet man mit diesen Werten den Farbpunkt der Sonnenstrahlung im MAXWELLschen Dreieck, so liegt er sehr nahe dem Mittelpunkt (Rot 32,3%, Blau 33,3%, Grün 33,5%). Die Leuchtdichte der Sonnenstrahlung beträgt nach Abzug der Verluste in der Atmosphäre etwa 220000 HK/cm², dies entspricht der Leuchtdichte des schwarzen Körpers von rund 6100° abs.

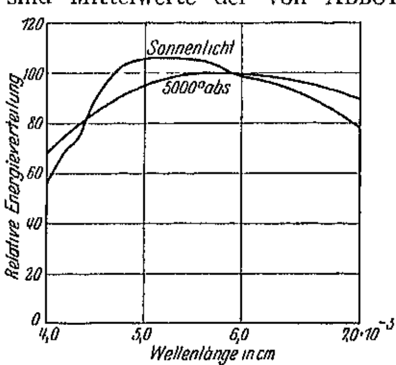


Abb. 22. Relative Energieverteilung der Sonnenstrahlung und der Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs. in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Die experimentelle Feststellung, wann Weißempfindung vorhanden ist, die von PRIEST[3]) unter Heranziehung verschiedener Beobachter vorgenommen wurde, ergab, daß als Weiß die Strahlung des schwarzen Körpers bei Temperaturen, die zwischen 4850 und 5400° abs. liegen, empfunden wurde (Mittelwert 5200° abs.).

32. Herstellung von Lichtfarben jenseits 3500°. Wie schon erwähnt, läßt sich die Strahlung des schwarzen Körpers mit bisher bekannten Materialien nur bis zu Temperaturen von etwa 3500° abs. herstellen. Speziell für das sichtbare Gebiet kann man mittels Rotations-Dispersionsfilter eine Strahlung, die in der relativen Zusammensetzung der des schwarzen Körpers höherer Temperatur gleich ist, also die gleiche Farbe hat, herstellen, die Intensität ist jedoch stark vermindert. Es ist also gleichsam die Strahlung eines grauen Körpers dieser Temperatur. Anschließend an das HELMHOLTZsche Leukoskop und das ARONSsche[4]) Chromoskop ist von PRIEST[3]) eine Anordnung mit Doppelrotations-Dispersionsfilter angegeben, durch die Lichtfarben des schwarzen Körpers bis 6000° abs. aus der Strahlung einer Wolframlampe, die eine Farbtemperatur von 2830° abs. besitzt, herstellbar sind.

Nach I. GUILD[5]) kann man durch Vorschaltung folgender Filter-Lösungen in einer Schichtdicke von je 1 cm vor eine Wolframvakuumlampe (Farbtemperatur 2360° abs.) Farbtemperaturen von 3000° abs. (Filter A + B) bzw. 5000° abs. (Filter A + B + C + D) erzielen.

A) Kupfersulfat 1,41 g, Ammoniak 141 cm³, spez. Gewicht 0,9, destill. Wasser zu 1000 cm³ auffüllen.

B) Kupfersulfat 11 g, Kobaltsulfat 8,5 g, destill. Wasser zu 1000 cm³.

C) Kupfersulfat 2,3 g, Ammoniak 230 cm³, spez. Gewicht 0,9, destill. Wasser zu 1000 cm³.

D) Kupfersulfat 15 g, Kobaltsulfat 15 g, destill. Wasser zu 1000 ³cm.

---

[1]) Der Vergleich dieser Wellenlängen, die aus dem Farbdreieck abgelesen wurden, mit den aus den gemessenen Daten sich ergebenden Komplementärfarben (Abb. 12) ergibt, daß das Paar innerhalb der Streubreite der Meßdaten liegt.

[2]) C. C. ABBOT, Annales of the Astrophys. Observat. Smithsonian Inst. Bd. 3, S. 135. Die Angaben sind dem Rep. of Colorimetry von Troland, Journ. Opt. Soc. Bd. 6, S. 527. 1922 entnommen.

[3]) I. G. PRIEST, Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 417. 1921.

[4]) L. ARONS, Ann. d. Phys. Bd. 33, S. 799. 1910; Bd. 39, S. 545. 1912.

[5]) J. GUILD, Trans. Opt. Soc. Bd. 27, S. 106. 1925/26.

Kapitel 2.

Lichtstrahlung der zur Erzeugung künstlichen Lichtes benutzten festen Körper.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 14 Abbildungen.

1. Einleitung. Im Eingangskapitel ist die Lichtstrahlung des schwarzen Körpers behandelt. Nur für diesen Idealfall ist die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur und Schwingungszahl gesetzmäßig erfaßt. Herstellbar ist diese Strahlung, wie schon gesagt, nur als Hohlraumstrahlung.

Die Wärmestrahlung fester Körper, die als Lichtquellen Verwendung finden, ist in vorläufig unbekannter Weise von Eigenschaften der strahlenden Substanz und deren Änderungen mit der Temperatur abhängig.

A. Allgemeines über die Strahlung fester Körper.

2. Optische Konstanten. Das optische Verhalten eines Materials wird durch Angabe des Brechungsvermögens n_λ gegen Vakuum und des Absorptionsindexes k charakterisiert. Das Brechungsvermögen ist bestimmt durch die Festsetzung, daß die Entfernungen zweier benachbarter Ebenen, in denen die Wellenbewegung des Lichtes die gleiche Phase hat, also die Wellenlänge λ' in dem Medium, gegeben ist durch λ/n (λ Wellenlänge im Vakuum). Der Absorptionsindex gibt ein Maß für das Verhältnis der Intensität der eintretenden Strahlung zu der im Medium im bestimmten senkrechten Abstand vorhandenen. Bei stark absorbierenden Körpern wird eine Größe k angegeben, die bestimmt ist durch die Gleichung

$$J' = J_0 \cdot e^{-\frac{4\pi k d}{\lambda}},$$

J' Intensität im Abstande d,

J_0 in das Medium eindringende Intensität.

Bei schwach absorbierenden, also durchsichtigen Körpern, wird im allgemeinen der Wert $\frac{4\pi k}{\lambda} = h$ angegeben, es ist also

$$J' = J_0 \cdot e^{-hd}.$$

$\frac{4\pi k}{\lambda} = h$ ist demnach der reziproke Wert der Schichtdicke, die durchdrungen werden muß, um die Intensität der eingedrungenen Strahlung auf den e ten Teil zu

vermindern. Um ein Beispiel zu geben, sei diese Schichtdicke für Licht der Wellenlänge $5{,}89 \cdot 10^{-5}$ cm für ein Metall (Silber) und Quarz ausgerechnet. Silber:

$$k_\lambda = 3{,}67^{1)}, \quad \text{also Schichtdicke} \quad \frac{5{,}89 \cdot 10^{-5}\,\text{cm}}{3{,}67 \cdot 4 \cdot \pi} = 1{,}3 \cdot 10^{-6}\,\text{cm},$$

$n_\lambda = 0{,}18$ für Luft[1]).

Quarz läßt in 1 m dicker Schicht 93% des Lichtes durch. Daraus berechnet sich die Schichtdicke

$$\frac{1}{k} = 1{,}37 \cdot 10^{3}\,\text{cm}. \qquad (n = 1{,}544)$$

Aus diesen Konstanten ergibt sich aus der elektromagnetischen Lichttheorie das Reflexionsvermögen R_λ für senkrechte Inzidenz gegen Vakuum zu

$$R_\lambda = \frac{k^2 + (n-1)^2}{k^2 + (n+1)^2}.$$

Bei durchsichtigen Körpern ist die durch das k Glied bedingte Korrektion so klein, daß hier

$$R_\lambda = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}.$$

Die Schichtdicke der zur Lichterzeugung benutzten Körper ist stets so groß, daß die sog. undurchsichtigen Körper von dem auffallenden Lichte den nicht reflektierten Teil praktisch vollständig absorbieren. Bei diesen Körpern ergänzen sich Absorptions- und Reflexionsvermögen zu 1. Bei durchsichtigen Körpern ist zur Berechnung des Absorptionsvermögens die Kenntnis des Absorptionsindexes, der Dicke der strahlenden Substanz und des Reflexionsvermögens nötig. Es ist hier

$$A_\lambda = (1 - R_\lambda)\,(1 - e^{-k_\lambda d}).$$

Die Emission $e_{\lambda T}$ der Körper ist mit dem Absorptionsvermögen $A_{\lambda T}$ durch das KIRCHHOFFsche Gesetz verknüpft. Dies besagt: Es ist für eine bestimmte Wellenlänge bei gegebener Temperatur die Emission, dividiert durch das Absorptionsvermögen, für alle Körper eine Konstante; sie ist gleich der Emission des schwarzen Körpers für die gleiche Schwingungszahl und Temperatur.

Die Emission $e_{\lambda T}$ eines Körpers wird meist auf die Emission des schwarzen Körpers ($E_{\lambda T}$) als Einheit bezogen. Man gibt also das Verhältnis der Emission des Körpers zu der des schwarzen Körpers an, also das Emissionsvermögen. Es sind also Absorptions- und Emissionsvermögen zahlengleich.

Die Abhängigkeit des Emissionsvermögens vom Winkel zwischen Flächennormale und Beobachtungsrichtung, sowie die Änderung mit der Wellenlänge und mit der Temperatur werden im folgenden nur im Hinblick auf den Einfluß auf die Lichterzeugung erörtert.

3. Änderung des Emissionsvermögens mit der Beobachtungsrichtung. Die Angaben des spektralen Emissionsvermögens beziehen sich im allgemeinen auf die Emission in Richtung der Flächennormale. Mittelwerte der Gesamtemission werden jedoch häufig aus der nach allen Richtungen abgestrahlten Energie (Messung der Energiezufuhr) gewonnen, es sind dies dann über alle Strahlungsrichtungen gemittelte Werte, die von der Körperform abhängen (vgl. Ziff. 9b).

Ist das Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet von der Richtung abhängig, so erscheint die strahlende Fläche je nach der Beobachtungsrichtung verschieden

[1]) Werte nach DRUDE, wiedergegeben in A. KOHLRAUSCH, Lehrbuch der prakt. Phys. 14. Aufl. S. 400. 1923.

hell; man kann zur Berechnung des Lichtstromes nicht das LAMBERTsche Kosinusgesetz heranziehen (Kap. 1, Ziff. 27).

Die Änderung des Emissionsvermögens mit der Beobachtungsrichtung ist für $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm von WORTHING[1] bei Wolfram, Tantal und Molybdän festgestellt. Das Emissionsvermögen nimmt mit dem Emissionswinkel (Winkel zwischen Flächennormale und Beobachtungsrichtung) zuerst langsam, dann schneller zu; bei 75 bis 80° ist der Wert ca. 15% größer als in Richtung der Flächennormale. Das Licht ist teilweise polarisiert. Die genauen Daten sind bei Besprechung der Strahlung der Metalle (Ziff. 18, Abb. 7) wiedergegeben.

4. Temperaturabhängigkeit des Emissionsvermögens. Für undurchsichtige, metallisch reflektierende Flächen, soweit es sich um Strahler ohne starken Absorptionsanstieg innerhalb des sichtbaren Gebietes handelt, zeigen die Messungen, daß die Veränderung des Emissionsvermögens mit der Temperatur für das Gebiet sichtbarer Wellenlänge nicht sehr groß ist. Sie ist deshalb nur für als feste Körper hocherhitzbare Metalle, Platin, Molybdän, Tantal und Wolfram (Daten weiter hinten) bisher nachgewiesen. Inwieweit eine Veränderung des Emissionsvermögens durch Verbreiterung der im sichtbaren Gebiet liegenden Absorptionsbanden von Gold und Kupfer mit Temperaturerhöhung eintritt, ist noch nicht untersucht.

Um nichtmetallisch leitende Strahler zu erhitzen, benutzt man meist die Verbrennungsenergie von Gasen (z. B. Leuchtgas, Wasserstoff). Da im allgemeinen die chemische Reaktionsfähigkeit mit der Temperatur stark ansteigt, ist in der Flamme daher das Emissionsvermögen auch von der Art der den Körper umgebenden Verbrennungsgase abhängig. Änderungen der Lage zur Flamme bedingen nicht nur Temperaturänderungen, sondern evtl. auch chemische Einwirkungen (s. Ziff. 23 Auerstrumpf). Aber auch abgesehen davon scheint der Einfluß der Temperatur auf das Emissionsvermögen groß zu sein, wie z. B. die Messungen an der mit JOULEscher Wärme erhitzten Nernstmasse zeigen. Es scheint bei diesen Strahlern mit zunehmender Wärmebewegung die Selektivität herabgedrückt zu werden; stark hervortretende Absorptionsbanden[2] verbreitern sich; das Emissionsvermögen nimmt zu, die Strahlung wird im sichtbaren Gebiet der des schwarzen Körpers ähnlicher.

5. Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Wellenlänge. Gemäß der Abhängigkeit des Emissionsvermögens von der Wellenlänge kann man die Körper in grau strahlende und selektiv strahlende einteilen.

Ist das Emissionsvermögen für alle Wellenlängen oder in einzelnen größeren Bereichen das gleiche, dann strahlt der Körper grau im Gesamtgebiet oder wenigstens in dem Teilgebiet. Ändert es sich mit der Wellenlänge, dann strahlt der Körper selektiv.

Der ideal grau strahlende Körper existiert nicht. Jeder Körper hat Stellen ausgezeichneter Absorption. Liegen diese im sichtbaren Gebiet, dann hat der Körper evtl. keine Farbtemperatur (s. Ziff. 9).

Bei fast allen als Lichtstrahler benutzten Metallen nimmt das Reflexionsvermögen mit fallender Wellenlänge ab. Ausnahme bilden die Resonanzgebiete. In bezug auf die Lichtstrahlung bewirkt dieses Verhalten, daß die Lichtausbeute (Lm/W) im allgemeinen größer als die des schwarzen Körpers ist.

---

[1] A. G. WORTHING, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 635. 1926.

[2] Für Nernstmasse: F. KURLBAUM u. A. GÜNTHER-SCHULZE, Verh. d. D. Phys. Ges. 1903, S. 428; ferner Untersuchungen v. F. HENNING u. W. HEUSE an Rubin, ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 132. 1923; K. SCHAUM u. H. WÜSTENFELD, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 10, S. 213. 1911; O. REINKOBER, ZS. f. Phys. Bd. 3, S. 318. 1920.

6. Einfluß der Schichtdicke auf die Selektivität durchsichtiger Körper[1]. Das Durchlassungsvermögen eines durchsichtigen Körpers von der Dicke d für eindringende Strahlung ist $e^{-h_\lambda d}$, es wird also von der eindringenden Strahlung $1-e^{-h_\lambda d}$ absorbiert, mithin beträgt sein Absorptionsvermögen $(1-R_\lambda)(1-e^{-h_\lambda d})$. Dieses ist gleich seinem Emissionsvermögen. Hat h_λ für bestimmte Wellenlängen höhere Werte, so ist die Emission fur diese Wellenlängen bei kleiner Schichtdicke stark vermehrt. Mit wachsender Schichtdicke nimmt jedoch der Einfluß mehr und mehr ab, der Wert $e^{-h_\lambda d}$ sinkt gegenüber 1 zu einem Korrektionsglied verschwindender Bedeutung herab. Infolgedessen schwindet die Selektivitat, der Körper strahlt dann wie ein undurchsichtiger Körper, das Absorptionsvermogen ergänzt sich mit dem Reflexionsvermögen zu 1. Als Beispiel seien die Messungen von HENNING und HEUSE am Rubin in Tabelle 1 wiedergegeben[2]; das dem größten h entsprechende Maximum der Emission bei $\lambda = 5{,}77 \cdot 10^{-5}$ cm verflacht sich mit zunehmender Dicke, bei $d = 9{,}67$ mm ist der Grenzwert $e = 1 - R$ bereits erreicht.

Tabelle 1. Emissionsvermögen des Rubins bei 1100° C für verschieden dicke Stücke.

Wellenlänge λ in cm	Reflexionsvermögen	Absorptionskoeffizient h	Emmissionsvermögen für eine Schichtdicke d			
			d=0,90 mm	d=2,39 mm	d=4,81 mm	d=9,67 mm
$5{,}25 \cdot 10^{-5}$	0,21	0,72	0,36	0,65	0,75	0,79
$5{,}49 \cdot 10^{-5}$	0,21	0,83	0,41	0,68	0,78	0,79
$5{,}77 \cdot 10^{-5}$	0,21	0,95	0,45	0,71	0,78	0,79
$6{,}09 \cdot 10^{-5}$	0,19	0,81	0,41	0,70	0,80	0,81
$6{,}45 \cdot 10^{-5}$	0,16	0,62	0,35	0,65	0,80	0,84

7. Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Oberflächenbeschaffenheit. Die Bestimmung der optischen Konstanten wird nach Möglichkeit an hochpolierten Oberflächen vorgenommen. Selbst gute Politur gibt noch keine idealen Oberflächen.

Bei Bestimmung der optischen Konstanten, die PFESTORF[3]) neuerdings vornahm, wurde der Einfluß der Oberflächenschichten und unvollkommener Politur mit untersucht, für Stahl als Extremfall ergab sich z. B., daß bei Verwendung eines neuen Poliermittels anstatt Polierrot der Wert des Reflexionsvermögens um ca. 30% stieg. Hocherhitzte Korper werden meist nicht ideal polierte Oberflächen haben. Es sei deshalb kurz auf die Art der Aufrauhung der Oberflächen kristalliner Körper eingegangen.

Die als Lichtstrahler benutzten Metalle sind meist kleinkristallin, bei Hochglanzpolitur sind die Kristallgrenzen verwischt, die Flächen sind für Lichtwellen glatt. Merkliche Unterschiede der Emission der einzelnen Flächen treten jedoch sofort bei Verminderung der Hochglanzpolitur auf. Solche Oberflächenanderungen sind bei polierten großkristallinen Substanzen leicht zu sehen, sie treten beim Hocherhitzen auf, wenn die einzelnen Kristalle verschieden orientiert sind, und beruhen auf Ausbildung charakteristischer Oberflächenstruktur infolge Abtragung durch Angriff von Restgasen oder durch Einformung von aus der Dampfhülle zurückdiffundierenden Atomen.

Die Erscheinung ist ähnlich der bekannten Ätzung von Metallen. Bei dieser tritt die Änderung des Reflexionsvermögens mit der Orientierung des Ein-

[1]) Die Bedeutung selektiver Strahlungseigenschaften für die Lichterzeugung ist von F. SKAUPY behandelt worden. Vgl. „Die durchsichtigen Selektivstrahler als Leuchtkörper." ZS. f. Phys Bd. 12, S. 177. 1923.

[2]) Vgl die Arbeit v. F. HENNING u W. HEUSE über Strahlungseigenschaften von Aluminium- und Magnesiumoxyd. ZS. f. Phys. Bd 20, S 132. 1923.

[3]) G. PFESTORF, Ann. d. Phys. Bd. 81, S. 906 1926.

kristalls besonders gut hervor; denn gemäß der für das Lösungsmittel und für die physikalisch-chemischen Bedingungen charakteristischen Kristallform des Lösungskörpers erhält jede kristallographisch verschiedene Fläche durch Entstehen von vielen kleinen Lösungsflächen (Bildung kristallographisch begrenzter Grübchen) eine charakteristische Reliefstruktur. Die Zahl und Richtung der auf jeder Kristallfläche hervorkommenden gleichartigen Lösungsflächen bestimmt die Richtungen, in denen spiegelnde Reflexion vorhanden ist. Betrachtet man eine geätzte Oberfläche in konvergentem Licht (festgehaltene Beobachtungsrichtung), so wechseln bei Drehung um die Flächennormale Richtungen, die stark reflektieren, mit solchen schwacher Reflexion. Festlegung der Zahl dieser Reflexionen oder des Winkelabstandes zwischen zwei gleich starken Reflexionen gibt dann eine eindeutige Beziehung zur Kristallfläche; die Orientierung von Kristalliten in metallischen Konglomeraten ist damit bestimmbar[1]).

Der Einfluß der Oberflächenrauhigkeit auf die Emission sei an einem Beispiel gezeigt:

Dünne Wolframbänder zeigen nach längerem Hocherhitzen nach der Rekristallisation oft mehrere im gleichen Querschnitt liegende Kristalle verschiedener Orientierung, die sich sowohl durch verschiedene Emission bei hohen Temperaturen, als auch durch verschiedene Reflexion im auffallenden Licht voneinander unterscheiden. Die schwarzen Temperaturen der Flächen weichen oft um 10° bei 2000° voneinander ab, so daß bei Annahme des normalen Emissionsvermögens für die Fläche geringerer Emission ($E_{\lambda=0,65\mu} = 0,43$) sich für die andere Fläche ein Emissionsvermögen von 0,45 ergabe. Bei schräger Betrachtung ist meist ein Winkel auffindbar, bei dem die Unterschiede sich ausgleichen; bei Vergrößerung des Winkels treten sie wieder auf. Eine Steigerung der schwarzen Temperatur um 10° bedeutet bei 2000° abs. eine Leuchtdichtenvermehrung um ca. 6%. Bei Metallfadenglühlampen haben M. PIRANI und A. R. MEYER[2]) die Änderungen von Leuchtdichten in Abhängigkeit von der Brennzeit untersucht.

8. Einfluß der Korngröße auf Reflexions- und Absorptionsvermögen bei Körpern aus durchsichtigem Material. Treten in einem durchsichtigen Körper Sprünge auf, so ändert sich das optische Verhalten stark[3]). Bei gefärbten Substanzen ändert sich der „Weißgehalt" des reflektierten Lichtes. Preßkörper aus ganz feinen Pulvern durchsichtiger Körper (auch gefärbter) sind fast weiß. Der Einfluß der Korngröße auf die Temperaturstrahlung ist nicht untersucht. Man wird aber wohl einen Teil der z. B. bei verschiedenen Nernststiften beobachteten Unterschiede der Strahlung auf Korngrößenverschiedenheit zurückführen können.

9. Untersuchung der Strahlung. Bevor die Lichtstrahlung einiger zur Herstellung von Lichtquellen benutzter Materialien behandelt wird, seien einige kurze Bemerkungen über die Strahlungsmessungen, soweit sie für die Beurteilung der Strahler als Lichtquellen in Betracht kommen, vorausgeschickt. Untersuchungen über Polarisation der Strahlung scheiden somit aus.

a) Charakterisierung der Strahlung im sichtbaren Gebiet mittels Messung der schwarzen Temperatur und der Farbtemperatur. Speziell für das Gebiet sichtbarer Strahlung lassen sich die Intensitäten der Strahlung in ausgesonderten kleinen Wellenlängenbereichen (monochromatische Strahlung) durch

---

[1]) G. TAMMANN u. A. MÜLLER, ZS. f. Metallkde. Bd. 18, S. 69. 1926; G. TAMMANN, ZS f. anorg. Chem Bd. 148, S. 293. 1925.
[2]) M PIRANI u. A. R. MEYER, Elektrot. u Maschinenb. Bd. 33, S. 397 und 414 1915.
[3]) Vgl F. SKAUPY, Phys. ZS. Bd. 28, S. 842. 1927.

Bestimmung der Leuchtdichte vergleichen. Man benutzt dazu z. B. ein Spektral-pyrometer mit „verschwindendem Faden" [Holborn-Kurlbaumpyrometer[1]], dessen Strahler (eine Glühlampe) am schwarzen Körper geeicht wird. (Be-stimmung der Stromstärke bei Helligkeitsgleichheit für verschiedene Tempe-raturen des schwarzen Körpers in den einzelnen Spektralbereichen.) Anstat die Leuchtdichte in Abhängigkeit von der Stromstärke anzugeben, gibt ma entsprechend der Hauptverwendung des Instrumentes als Temperaturmeß-gerät die Temperatur des schwarzen Körpers, bei der dieser die gleiche Intensitä in dem ausgesonderten Bereich hat, an. Man nennt sie die „schwarze Temperatur" des Strahlers für den zur Messung benutzten Schwingungsbereich (Wellenlänge $T_{S\lambda}$). Bei gleicher Stromstärke, also gleicher wahrer Temperatur des Glühfaden des Pyrometerlämpchens, sind die Temperaturangaben ($T_{S\lambda}$) in den einzelne ausgesonderten Schwingungsbereichen verschieden, sowohl bei grau, als bei selekti strahlenden Glühfäden (Beispiele siehe weiter hinten bei den einzelnen Strah-lern). Untersuchungen über die Abhängigkeit der Emission von der Beobach-tungsrichtung können mit dem Pyrometer auch ausgeführt werden. Weite können spektrale Untersuchungen durch photographische Aufnahme des Spek-trums und Auswertung derselben im Vergleich mit der Spektralstrahlung de schwarzen Körpers gemacht werden.

Man kann die Lichtstrahlung auch nach ihrer Wirkung auf das Auge zusammen-fassend charakterisieren, indem man Farbton und Sättigung und die Leuchtdicht angibt (vgl. Kap. 1, Ziff. 17ff.). Anstatt die Farbkoordinaten selbst anzugeben bezieht man vielfach auf die Lichteindrücke der Hohlraumstrahlung, gibt Farb-temperatur und Farbemissionsvermögen (siehe später) an. Diese letztere Kenn-zeichnung ist z. B. für Strahler, deren Strahlung infolge starken Anstiegs des Emis-sionsvermögens im Grün-Blau Farbtöne zwischen $4{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm und $5{,}85 \cdot 10^{-5}$ cm ergeben (vgl. Kap. 1, Ziff. 31), nicht anwendbar (z. B. Kupfer bei 1100° abs.).

Die Temperatur des schwarzen Körpers, bei der seine Strahlung den gleiche Farbton und gleiche Sättigung wie die Strahlung des untersuchten Körpers hat, de Farbeindruck also gleich ist, nennt man die Farbtemperatur T_f der untersuchte Strahlung. Es ist also bei der Farbtemperatur die Intensitätsverteilung im sichtbaren Gebiet so, daß ihre physiologische Wirkung der Strahlung des au diese Temperatur erhitzten schwarzen Körpers gleichkommt. Auf rein physi-kalischen Ursachen beruht diese Wirkung bei den grauen Strahlern. Hier is die Intensität der Strahlung durchweg um denselben Faktor vermindert, Farb-temperatur und wahre Temperatur sind identisch. Bei Selektivstrahlern, bei dene wahre und Farbtemperatur verschieden sind, kann der Eindruck der Farbgleichhei rein physikalische oder physikalisch-physiologische Gründe haben. Rein physi-kalisch dann, wenn infolge des mit der Wellenlänge veränderlichen Emissions-vermögens bei einer bestimmten wahren Temperatur T_w die Intensitätsver-teilung genau der der Strahlung des schwarzen Körpers einer anderen Temperatu entspricht, der Strahler also bei Bezug auf diese Temperatur grau strahlt[2]) physikalisch-physiologisch, wenn die Intensitätsverteilung nicht identisch mi der des schwarzen Körpers bei der Farbtemperatur ist, aber so abweicht, daß die Abweichungen physiologisch nicht bemerkbar sind, sich also physiologisch kompensieren (vgl. Kap. 1). Zur Bestimmung des Lichteindruckes ist außer de

[1]) Siehe z. B. F. HENNING, Die Grundlagen, Methoden und Ergebnisse der Temperatur-messung (Braunschweig 1915).

[2]) Die Bedingungen für die Temperaturabhängigkeit des Absorptionsvermögens eine Strahlers, der stets physikalisch begründete Farbtemperaturen hat, sind z. B. in dem Artike „Allgemeine Photometrie" von W. DZIOBEK im Handbuch der physikalischen Optik, Leipzi 1926, angegeben.

Kenntnis der zwei Farbkoordinaten Farbton und Sättigung noch eine 3. Zahlenangabe, die sich auf die Leuchtdichte bezieht, nötig. Diese kann relativ angegeben werden als Bruchteil der Leuchtdichte der Strahlung des schwarzen Körpers gleicher Farbtemperatur, dieser Wert wird das Farbemissionsvermögen genannt. Hat die gleiche Lage im Farbdreieck rein physikalische Ursachen, so läßt sich das Farbemissionsvermögen a für eine gegebene Temperatur nach der aus dem WIENschen Strahlungsgesetz sich ergebenden Emissionsvermögensgleichung aus einer gemessenen schwarzen Temperatur $T_{S\lambda}$, der dazu gehörigen Wellenlänge λ und der Farbtemperatur T_f berechnen:

$$\ln a = \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_{S\lambda}}\right).$$

Es ist dann a für ein T_f für alle Wellenlängen gleich, dagegen nicht für verschiedene T_f. Bei physikalisch-physiologischer Ursache ist a nur aus dem Verhältnis der Leuchtdichte des Strahlers zu der des schwarzen Körpers resp. aus dem Verhältnis der Helligkeitsintegrale (siehe Kap. 1, Ziff. 23) zu errechnen.

b) Untersuchungen der Gesamtstrahlung. Die Größe der Gesamtstrahlung ist für elektrisch heizbare Strahler durch Messung der zugeführten Energie in einem Stück des Strahlers, in dem überall gleiche Temperatur herrscht, zu bestimmen. (Abkühlungsverluste an den Zuführungen müssen ausgeschaltet werden.) Man hatte dann durch Division mit der Größe der Oberfläche des Strahlers die von der Flächeneinheit in allen Richtungen abgestrahlte Energie, die Watt/cm². Rechnet man mit der Größe Watt/cm², so muß bei Berechnungen der Lichtausbeute für die Lichtstrahlung die entsprechende Größe Lm/cm² genommen werden. Diese Einheit ist bisher nicht gebräuchlich, jedoch sehr zweckmäßig[1]).

Für die mit Verbrennungsenergie erhitzten Strahler muß die Strahlung mit Bolometer, Thermosäule usw. gemessen werden. Es sind hier dann die Strahlungseigenschaften der Flamme, sowohl in bezug auf Emission wie Absorption, zu berücksichtigen.

10. Leuchtgüte. Aus Lichtstrahlung und Gesamtstrahlung ergibt sich der Wirkungsgrad, die Lichtausbeute eines Strahlers. Um ein Maß für diese zu haben, kann man sie mit der Lichtausbeute des schwarzen Körpers gleicher Temperatur vergleichen. Man kann nun sowohl bei der leicht bestimmbaren schwarzen Temperatur (am geeignetsten dürfte die schwarze Temperatur im Grün, Maximum der Augenempfindlichkeit, oder Gelbgrün bei der wirksamen Wellenlänge des als Filter betrachteten Auges sein) (siehe Kap. 1, Ziff. 29), wie auch bei der wahren oder Farbtemperatur den Vergleich vornehmen. Da alle Eigenschaften der Materialien als Funktion der wahren Temperatur angegeben werden, ist diese vorzuziehen. Jedoch wird wegen der Bestimmungsschwierigkeit vielfach die Farbtemperatur herangezogen.

$$\frac{\text{Lichtausbeute (Strahler)}}{\text{Lichtausbeute (schwarzer Körper)}}$$

gibt also ein Maß für die Selektivität des Strahlers in bezug auf die Lichtstrahlung. Dies Verhältnis wurde von PIRANI[2]) „Strahlungsgüte" genannt. Der Ausdruck „Leuchtgüte", oder, wie TEICHMÜLLER[3]) im Anschluß an die PIRANIsche Arbeit vorschlägt, „Leuchtungsgüte", dürfte jedoch zutreffender sein. Der Wert der Leuchtgüte ist, je nachdem der Vergleich bei wahrer oder Farbtemperatur

---

[1]) Rechnet man mit der Leuchtdichte HK/cm², so muß ein entsprechender Wert für die Watt/cm² genommen werden. Vgl. Kap. 1, Ziff. 28 u. Kap. 12, Ziff. 2.

[2]) M. PIRANI, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 106. 1925; E. LAX u. M. PIRANI, Licht und Lampe 1925, S. 463.

[3]) J. TEICHMÜLLER, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 491. 1925.

gemacht wird, verschieden. Nur für im Sichtbaren grau strahlende Körper i er gleich. Für den ideal grau strahlenden Körper ist die Leuchtgüte 1. Infol der Temperaturveränderlichkeit des Absorptionsvermögens ändert sich der We der Leuchtgüte mit der Temperatur. Eine ähnliche Charakterisierung für c Selektivität der Strahlung wird von WORTHING[1]) durch Bildung des Verhältniss

$$\frac{\text{Lichtausbeute (Strahler)} - \text{Lichtausbeute (schwarzer Körper)}}{\text{Lichtausbeute (schwarzer Körper)}}$$

bei Farbtemperatur vorgenommen. Es ist dies also die um 1 verminderte Leucl güte bei Farbtemperatur (siehe auch Kap. 12, Ziff. 2).

B. Strahlung einzelner hocherhitzbarer Körpe

11. Einteilung. Bei Behandlung der Strahlungseigenschaften wird als Eint lungsprinzip das Verhältnis der Lichtstrahlung zu der des schwarzen Körpers physikalischer und physikalisch-physiologischer Hinsicht benutzt. Es werd unterschieden:

Grau strahlende Körper,
Selektivstrahler mit Farbtemperatur,
Selektivstrahler ohne Farbtemperatur.

Neben den als Lichtquellen benutzten Strahlern sind Daten hocherhitzbar Körper, soweit sie charakteristisch in bezug auf Lichtstrahlung sind, mit a gegeben.

I. Grau strahlende Körper.

12. Kohle. Kohle ist der typische Graustrahler im sichtbaren Gebiet. D Emissionsvermögen von Kohlefaden, wie sie in den Kohlefadenglühlampen b nutzt wurden, wird meist zu 0,7 im sichtbaren G biet angegeben[2]). Im Ultrarot ist das Emissionsve mögen geringer, so daß im Durchschnitt das Emi sionsvermögen für die Gesamtstrahlung bei 2000° ab etwa 0,58 ist. Ein Bild der Abhängigkeit des Emi sionsvermögens von der Wellenlänge für das sich bare und ultrarote Gebiet gibt Abb. 1[3]). Sie zeigt r lative Werte der Emission des schwarzen Körper Kurve A, und der eines Kohleglühfadens, Kurve bei annähernd 2200° abs. Es sind die Emissionе im sichtbaren Gebiet für beide Strahler gleich gr gesetzt. Bei präparierten Kohlefäden, d. h. obe flächlich graphitierten, ist die Strahlung veränder

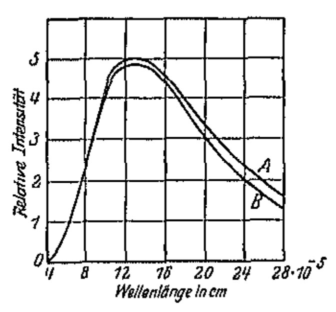


Abb. 1. Relative Energieverteilung der Strahlung des schwarzen Körpers (Kurve A) und von Kohleglühfaden (Kurve B) bei Farbgleichheit. Temperatur des schwarzen Körpers ca. 2200° abs.

Die wahre Temperatur der Kohle erhält ma näherungsweise aus der leicht feststellbaren Far temperatur (Genauigkeit bei 2000° ungefähr 5 Um sie aus der schwarzen Temperatur anzugeben, dient das Kurvenblatt Abb Es ist hier unter Zugrundelegung des Emissionsvermögens von 0,7 die Differe von $T_w - T_S$, aus

$$\ln A_\lambda = \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_S}\right)$$

berechnet, in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene T_S aufgetrage

[1]) Vgl. F. E. CADY u. H. B. DATES, Ill Eng., London 1925.

[2]) Aus der nach W. E. FORSYTHE in Tabelle 3 angegebenen schwarzen und Farbtemperat für die von ihm verwandten Kohlefadenlampen würde ein Emissionsvermögen 0,85 bis 0 errechnet werden

[3]) Entnommen J. H. van HORN: Elect. Incand. Lamps in CADY u DATES: Ill. En London. 1925.

HENNING und HEUSE[1]) fanden, daß die schwarze Kratertemperatur bei Bogenlampenkohlen aus Homogenkohle Marke A, Gebr. Siemens, Lichtenberg, bei einer Belastung von 0,02 bis 0,025 Amp. pro mm² für $\lambda = 6,56 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 5,45 \cdot 10^{-5}$ cm annähernd gleich ist, Mittelwert 3703° abs. Hieraus auf eine Abweichung von der Konstanz des Emissionsvermögens (im Rot müßte bei A_λ = konst. = 0,7 die schwarze Temperatur etwa 30° unter der im Grün liegen) zu schließen, ist bei der Streuung der Werte bei den hohen Temperaturen nicht möglich. Es wird wahrscheinlich, wie auch HENNING und HEUSE meinen, die rauhe Kraterfläche schon stark geschwärzt strahlen. Die neueren Schmelzpunktbestimmungen an Kohle [3760° abs.[2])] weisen auch auf Schwärzung hin. Die Temperatur des ungeschwärzten Kraters könnte nicht so hoch sein.

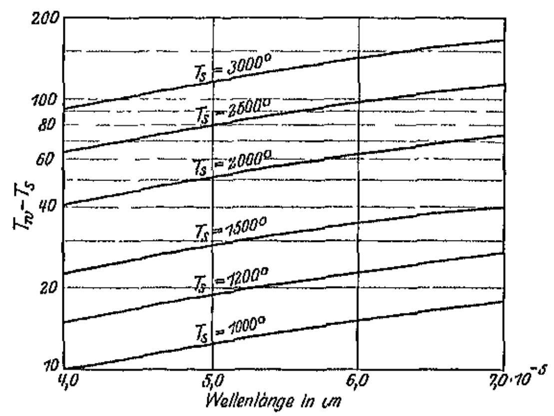


Abb. 2. Differenz zwischen wahrer (T_w) und schwarzer (T_S) Temperatur bei gleichem Absorptionsvermögen $A = 0,7$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Die Farbtemperatur einer 10-Amp.-65-Volt-Bogenlampe mit homogenen Kohleelektroden bestimmte PRIEST[3]) zu 3780° abs. Im allgemeinen ist jedoch die Farbtemperatur von der Kohlensorte und der Belastung abhängig, nach Angaben von WAIDNER und BURGESS[4]) schwankt sie um 200°.

Es ist für Kohle die Leuchtdichte ca. 0,7 mal so groß wie die des schwarzen Körpers gleicher wahrer Temperatur (vgl. Kap. 1 Ziff. 18).

Der optische Nutzeffekt sowohl wie der visuelle Nutzeffekt für die Gesamtstrahlung sind größer als die des schwarzen Körpers gleicher wahrer Temperatur. Der visuelle Nutzeffekt für das sichtbare Gebiet ist gleich dem des schwarzen Körpers.

Die Leuchtgüte beträgt bei einer Farbtemperatur von 1760° abs. 1,18, bei 2160° abs. 1,25.

Der Farbeindruck der Kohlefadenlampe ist gleich dem des schwarzen Körpers gleicher wahrer Temperatur.

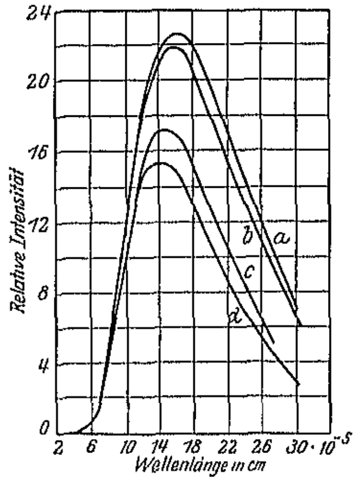


Abb. 3. Relative Intensität der Strahlung von Kohlefaden, Kurve *a*; präparierte Kohle, Kurve *b*; Wolfram, Kurve *c*; Osmium, Kurve *d*, gemessen durch eine Glasglocke bei Farbgleichheit in Abhängigkeit von der Wellenlänge. (Temperatur ca. 1900° abs.)

13. Graphit. Strahlungsmessungen an Graphit sind im Gebiete hoher Temperaturen nur an graphitierten Kohlefäden vorgenommen. Das Emissionsvermögen im Sichtbaren ist etwas kleiner als das der Kohlefäden. Es steigt nach dem Blau etwas an. Im Ultrarot ist das Emissionsvermögen noch weiter vermindert. Abb. 3 zeigt dies[5]). In Kurve *a* und *b*

[1]) F. HENNING u. W. HEUSE, ZS. f. Phys. Bd. 32, S. 799. 1925.
[2]) H. ALTERTHUM, W. FEHSE u. M. PIRANI, ZS. f. Elektrochem. Bd. 31, 1925, Nr. 6, S. 313.
[3]) J. G. PRIEST, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd 6, S. 27. 1922.
[4]) C. W. WAIDNER u. G. K. BURGESS, Nach Angaben in J. GUILD, Proceed. of the Opt. Convent. I, London 1926, S. 61.
[5]) W. W. COBLENTZ u. E. P. HYDE, ZS. f. Beleuchtungsw., Heft 23, S. 227. 1909.

sind die relativen Energieverteilungen eines Kohleglühfadens und eines graphitierten Kohlefadens bei gleicher Farbtemperatur aufgetragen. Nach Messungen an Acheson-Graphit von PRESCOTT und HINCKE[1]) ergibt sich für $\lambda = 6{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm im Temperaturgebiet von 1250° bis 2700° abs. das Emissionsvermögen zu $0{,}984 - 5{,}8 \cdot 10^{-5}\, T$.

Entsprechend der Verminderung der Ultrarotstrahlung ist die Leuchtgüte höher. Bei einer Farbtemperatur von 1760° abs. ist sie 1,24, bei 2160° abs. 1,32.

II. Selektivstrahler mit Farbtemperatur.

14. Zusammenhang zwischen Farbtemperatur und wahrer Temperatur. Bei allen untersuchten hocherhitzbaren Metallen, mit Ausnahme von Gold und Kupfer, ist das Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet nur wenig mit der Wellenlänge veränderlich. Es steigt meist mit fallender Wellenlänge. Infolge der vermehrten Strahlung im Blau hat dann das Licht die Farbe der Hohlraumstrahlung einer höheren Temperatur. Die Farbtemperatur ist also höher als die wahre Temperatur. Auch ein Teil der Oxyde zeigt eine ähnliche Strahlung.

Messungen der Farbtemperatur von Strahlern in Abhängigkeit von der wahren Temperatur liegen für Wolfram[3]), Molybdän[4]) und Tantal[5]) vor, sie sind in der nebenstehenden Tabelle 2 wiedergegeben.

Tabelle 2. Wahre Temperatur und Farbtemperatur von Wolfram, Tantal und Molybdän.

Wahre Temperatur in abs. Zählung T_w	Farbtemperatur in abs. Zählung[2]) T_f		
	W	Ta	Mo
1000	1006	—	1004
1200	1210	—	1207
1400	1414	—	1411
1600	1619	1642	1616
1800	1825	1859	1823
2000	2033	2075	2032
2200	2242	2288	2244
2400	2452	2497	2456
2600	2663	2705	2672
2800	2878	2911	2891
3000	3094		
3200	3311		
3400	3533		

Für einige weitere Strahler ist die Farbtemperatur in Abhängigkeit von der schwarzen Temperatur im Rot ($\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm) von FORSYTHE[6]) bestimmt worden. Die Daten sind in Tabelle 3 wiedergegeben.

Angaben derselben Arbeit ermöglichen Schlüsse über die spektrale Energieverteilung des Strahlers bei der Farbtemperatur im Vergleich mit der des schwarzen Körpers. FORSYTHE maß die Leuchtdichte im Rot ($\lambda =$ ca. $6{,}6 \cdot 10^{-5}$ cm), Grün ($\lambda =$ ca. $5{,}4 \cdot 10^{-5}$ cm) und Blau ($\lambda =$ ca. $4{,}7 \cdot 10^{-5}$ cm) und bildete die Verhältnisse: Leuchtdichte Rot/Leuchtdichte Blau, LR/LB, und Leuchtdichte Rot/Leuchtdichte Grün, LR/LG, für jeden Strahler und den schwarzen Körper. Ist die Ursache der Farbgleichheit zwischen Strahler und schwarzem Körper durch gleiche Energieverteilung im sichtbaren Gebiet bedingt, so müssen die Leuchtdichteverhältnisse gleich sein. Entsteht dagegen die Farbgleichheit durch eine physikalisch-physiologische Wirkung, so werden die Verhältnisse abweichen. Für Kohlefäden entsprechen die Verhältnisse denen des schwarzen Körpers;

---

[1]) C. H. PRESCOTT jr. and W. B. HINCKE, Phys. Rev. Bd. 31, S. 130. 1928.

[2]) Die Temperaturskala ist die in Amerika meist benutzte. Goldschmelzpunkt 1336° abs. $c_2 = 1{,}435$ cm · Grad. Umrechnungswerte auf $c_2 = 1{,}43$ cm · Grad sind in Tabelle 7, 8 u. 9 angegeben.

[3]) W. E. FORSYTHE u. A. G. WORTHING, Astrophys. Journ. Bd. 61, S. 146. 1925.

[4]) A. G. WORTHING, Phys. Rev. Bd. 28, S. 190. 1926.

[5]) A. G. WORTHING, Phys. Rev. Bd. 28, S. 190. 1926. Angaben nach Messungen von W. E. FORSYTHE.

[6]) W. E. FORSYTHE, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 1115. 1923.

Tabelle 3. Beziehung zwischen schwarzer Temperatur und Farbtemperatur für eine Anzahl Substanzen.

Schwarze Temperatur[1]) in absoluter Zählung	Entsprechende Farbtemperatur in absoluter Zählung für							
	Kohlefaden	Metallisierte Kohle	Platin	Nernststift	Osmium	Tantal	Wolfram	Molybdän
1400	1414	—	1568	1538	1444	1507	1492	1510
1500	1515	—	1692	1642	1562	1631	1607	1629
1600	1616	1620	1821	1747	1680	1758	1723	1750
1700	1718	1735	1952	1852	1799	1883	1841	1874
1800	1820	1852	2086	1954	1919	2010	1961	2001
1900	1923	1962	—	2053	2045	2137	2082	2130
2000	2028	2064	—	2146	2168	2265	2206	2263
2200	2240	2255	—	2310	2427	2523	2457	2535
2400	—	—	—	—	2688	2785	2718	2821
2600	—	—	—	—	—	—	2988	—
3000	—	—	—	—	—	—	3564	—

für Wolfram, Platin und Tantal ergibt sich bei Gleichsetzen des Verhältnisses LR/LB, LR/LG zu klein, die Strahlung im mittleren Teil des Spektrums ist also gegen die Strahlung des schwarzen Körpers erhöht. Bei Wolfram ist bei einer Farbtemperatur von 1600° abs. die Vermehrung ca. $^1/_2$%, steigend auf 1% bei 2600° abs.; bei Tantal durchweg ca. 1%. Die Ergebnisse für Platin decken sich mit den für Wolfram gefundenen Werten. Bei Osmium ergibt sich umgekehrt bei Gleichsetzung des Verhältnisses LR/LB ein zu großes LR/LG. Osmium strahlt also im mittleren Teil des Spektrums weniger als ein schwarzer Körper gleichen Farbeindruckes.

15. Strahlung des Platins. Erhitztes Platin als Lichtquelle zu benutzen, kommt infolge der relativ niedrigen Schmelztemperatur und der damit verbundenen geringen Lichtausbeute (vgl. Kap. 1, Ziff. 25) nicht in Frage, nur bei den ersten Ansätzen zur Herstellung von Lichtquellen durch Erhitzung von Körpern mittels Jouleschen Wärme wurde Platin verwandt. Untersuchungen über die Lichtstrahlung des Platins wurden später vorgenommen, als Violle[2]) 1884 versuchte, ein Lichtnormal durch die Lichtstrahlung von 1 cm² erstarrenden Platins in Richtung der Normalen zur Oberfläche herzustellen. Die Leuchtdichte wurde zu 22,7 HK/cm² bestimmt. Diese Einheit ist jedoch praktisch nie benutzt.

Als Fixpunkt für die Eichung von optischen Mikropyrometern kann nach Henning und Heuse[3]) die Oberflächenstrahlung des Platins beim Schmelzpunkt benutzt werden.

Die schwarze Temperatur des Schmelzpunktes ist für

$$\lambda = 6{,}22 \cdot 10^{-5}\,\text{cm} \quad 1844^\circ\,\text{abs.},$$

$$\lambda = 5{,}73 \cdot 10^{-5}\,\text{cm} \quad 1858^\circ\,\text{abs.}$$

Die Farbtemperatur des Platins beim Schmelzpunkt (2044° abs.) beträgt nach Henning und Heuse[3]) 2083° abs. (äußerste Fehlergrenze 2058° abs. und 2109° abs.). Aus der Farbtemperatur T_f 2083° abs. und den schwarzen Temperaturen ist die Farbemission a zu 0,239 errechenbar. Daraus würde eine Leuchtdichte von etwa 19,6 HK/cm² für den Schmelzpunkt folgen.

---

[1]) Aus der bekannten Abhängigkeit von Farbtemperatur und schwarzer Temperatur für Wolfram und Tantal folgt, daß sich diese Angabe auf $6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm bezieht.

[2]) J. Violle, Lumière électrique Bd 14, S 475 und 514. 1884; Ann. de chim. (6) Bd 3, S. 373 1884; J. Petavel, The Electrician Bd. 44, S. 747, 827 und 863. 1900.

[3]) F Henning u. W. Heuse, ZS f. Phys Bd. 29, S. 157. 1924.

Das Emissionsvermögen A_λ ist von HENNING und HEUSE[1]) für Rot zwischen 1418° und 1987° abs. im Mittel zu 0,348, für Grün zwischen 1669° abs und 1720° abs. zu 0,363 bestimmt worden. Eine Abhängigkeit von der Temperatur wurde nicht festgestellt. Nach den Messungen von WORTHING[2]) steigt das Emissionsvermögen mit wachsender Temperatur; die von ihm festgestellten Emissionsvermögen sind in Tabelle 4 wiedergegeben. Sie sind kleiner als die vorgenannten. Reflexionsmessungen von BAUER und MOULIN[3]) ergaben für die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Beobachtungsrichtung, daß bis etwa 40° eine Änderung gegen die in senkrechter Richtung gemessene Reflexion kaum feststellbar ist, daß dann aber eine Steigerung eintritt, so daß bei 89° die Reflexion um 13% größer als bei normaler Inzidenz ist (s. Ziff. 3).

Tabelle 4. Emissionsvermögen von Platin nach Messungen von WORTHING.

$c_2 = 1,435$ Temperatur in Grad abs.	Emissionsvermögen für Wellenlänge		
	$6,65 \cdot 10^{-5}$ cm	$5,35 \cdot 10^{-5}$ cm	$4,60 \cdot 10^{-5}$ cm
1200	0,295	0,325	
1600		0,335	0,375
1850	0,310		0,390

16. Emissionsvermögen von Palladium, Rhodium und Iridium. Die schwarze Temperatur für $\lambda = 6,22 \cdot 10^{-5}$ cm wurde für Pd, Rh, Ir beim Schmelzpunkt von HENNING und HEUSE[4]) bestimmt. Aus den Werten errechnet sich das Emissionsvermögen wie in Tabelle 5 angegeben:

Tabelle 5. Emissionsvermögen und schwarze Temperatur für $\lambda = 6,22 \cdot 10^{-5}$ cm beim Schmelzpunkt für Palladium, Rhodium und Iridium.

	T_w	$T_{S(\lambda=6,22 \cdot 10^{-5}\,cm)}$	$A_{\lambda=6,22 \cdot 10^{-5}\,cm}$
Pd	1830	1672	0,305
Rh	2243	1993	0,22
Ir	2623	2341	0,33

Messungen des Reflexionsvermögens bei Zimmertemperatur von v. WARTENBERG[5]) für Pd und von COBLENTZ[6]) für Rhodium und Iridium ergeben die in Tabelle 6 angeführten Werte des Emissionsvermögens:

Tabelle 6. Emissionsvermögen von Palladium, Rhodium und Iridium.

λ in cm	Pd	Rh	Ir
$5,0 \cdot 10^{-5}$		0,24	0,28
$5,5 \cdot 10^{-5}$		0,23	0,27
$6,0 \cdot 10^{-5}$	0,33	0,22	0,25
$6,5 \cdot 10^{-5}$		0,21	0,24
$7,0 \cdot 10^{-5}$		0,20	

17. Die Strahlung des Osmiums. 1902 wurden aus Osmium[7]) die ersten brauchbaren Metallfadenglühlampen hergestellt. Osmium hat von allen untersuchten hocherhitzbaren Metallen die kleinste Ultrarotemission. Dies ist in Abb. 3 gezeigt. Es ist die Emission von Glühlampenfäden aus Kohle (Kurve *a*), aus präparierter Kohle (Kurve *b*), aus Wolfram (Kurve *c*) und Osmium (Kurve *d*) bei gleicher Farbtemperatur (schätzungsweise 1900° abs.) nach Messungen von COBLENTZ und HYDE[8]) eingetragen. (Beobachtung an Glühlampen, also durch Glaswände.)

[1]) F. HENNING u. W. HEUSE, ZS. f. Phys. Bd. 16, S. 63. 1923.
[2]) A. G. WORTHING, Phys. Rev. Bd. 28, S. 174. 1926.
[3]) E. BAUER u. M. MOULIN, C. R. Bd. 150, S. 167. 1910.
[4]) F. HENNING u. W. HEUSE, ZS. f. Phys. Bd. 29, S. 157. 1924.
[5]) H. v. WARTENBERG, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 12, S. 105. 1910.
[6]) W. W. COBLENTZ, Bull. Bur. Stand. Bd 9, S. 81. 1912. Vgl. F. HENNING, Über das Emissionsvermögen der Metalle, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. Bd. 17, S. 30. 1920.
[7]) F. BLAU, Elektrot. ZS. Bd. 26, S. 196. 1905.
[8]) W. W. COBLENTZ u. E. P. HYDE, ZS. f. Beleuchtungsw. Heft 23, S. 227. 1909.

Die Leuchtgüte von Osmiumlampen ist folglich sehr hoch, auf Farbtemperatur bezogen, z. B. bei 1700° abs. 2,18, bei 2160° abs. 1,75[1]).

18. Die Strahlung des Tantals. Das Emissionsvermögen von Tantal ist nach Messungen von WORTHING für $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 4{,}63 \cdot 10^{-5}$ cm in Abhängigkeit von der wahren Temperatur in Tabelle 7 wiedergegeben, Spalte 3 und 4. In Spalte 5 ist der Mittelwert des Gesamtemissionsvermögens

Tabelle 7. Strahlungseigenschaften des Tantals.

Temperatur $T°$ abs. $c_2 = 1{,}433$ cm · Grad	Temperatur $T°$ abs $c_2 = 1{,}43$ cm · Grad	Emissionsvermögen bei $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm	Emissionsvermögen bei $\lambda = 4{,}63 \cdot 10^{-5}$ cm	Mittleres Gesamtemissionsvermögen e_g	$\frac{\text{HLm}}{\perp \text{cm}^2}$ [2])	$\frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2}$
300	300	0,493	0,56	—	—	—
1000	1000	0,459	0,52	—	—	—
1200	1200	0,450	0,51	—	—	—
1400	1400	0,442	0,50	—	—	—
1600	1601	0,434	0,49	0,194	3,6	7,29
1800	1802	0,426	0,48	0,213	18,5	12,8
2000	2002	0,418	0,47	0,232	71,0	21,2
2200	2203	0,411	0,46	0,251	219	33,5
2400	2404	0,404	0,45	0,269	542	50,7
2600	2605	0,397	0,44	0,287	1180	74,6
2800	2807	0,390	—	0,304	2280	106
3000	3008	0,384	—	—	—	—
3300	3310	0,375	—	—	—	—

angegeben. Aus diesen Werten folgt, daß die Leuchtgute des Tantals hoch ist. Sie beträgt bei Bezugnahme auf wahre Temperatur bei 1600° abs. ca. 2,5, bei 1800° abs. ca. 2,1, bei 2000° abs. ca. 2,0, bei 2800° abs. ca. 1,4. Die Leuchtdichte HK/cm² läßt sich angenähert aus den Angaben von WORTHING berechnen, indem man aus der angegebenen schwarzen Temperatur T_S für $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ und der Farbtemperatur T_f das Farbemissionsvermögen a für das Gesamtgebiet berechnet (Voraussetzung, daß die Farbtemperatur auf rein physikalischer Ursache beruht)

$$\ln a = \frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_S}\right)$$

und mit diesem Faktor die Leuchtdichte des schwarzen Körpers multipliziert. Die auf HLm/cm² (1,11 HLm = 1 I.C.PLm) umgerechneten Werte ebenso wie die von WORTHING bestimmten Watt/cm² sind in Spalte 6 und 7 der Tabelle 7 angegeben.

Die Leuchtdichte ist nach den Messungen von WORTHING[3]) von der Beobachtungsrichtung abhängig. Das LAMBERTsche Kosinusgesetz gilt nicht. Im Vergleich zu der Leuchtdichte in Richtung senkrecht zur strahlenden Fläche wächst anfänglich die Leuchtdichte mit dem Beobachtungswinkel, erreicht bei 73° einen Maximalwert, der 14% größer ist, fällt dann wieder ab. Die über alle Richtungen summierte Lichtstrahlung einer ebenen Fläche, auf die Raumwinkelprojektion[4]) bezogen, die $\frac{\text{Lm}}{\text{Ocm}^2}$, ist infolge dieser Änderung der Leuchtdichte mit dem Winkel um 4,2% größer, als sich durch einfache Umrechnung ergäbe. Die $\frac{\text{Lm}}{\text{Ocm}^2}$ eines Drahtes von kreisförmigem Querschnitt sind 2,7% größer als die Normalleuchtdichte einer ebenen Fläche. Der Polarisationsgrad des Lichtes beträgt 18,5% bei einem Winkel von 73° zwischen Flächennormale und Beobachtungsrichtung. (Vgl.

[1]) Angaben aus CADY, DATES, Illum. Engineering, London, New York 1925.

[2]) Diese Werte sind nicht von WORTHING angegeben, sie sind, wie oben angegeben, berechnet und nach den Angaben über das Verhältnis HK/cm² zu Lm/cm² (WORTHING, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 635. 1926) umgerechnet. (Wegen Umrechnung der Temperaturskalen siehe Eingangskapitel.)

[3]) A. G. WORTHING, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd 13, S. 635. 1926.

[4]) Vgl. Kap. 12 Ziff. 2.

Zusammenstellung in Tabelle 10). Die für Wolfram gebrachten Kurven Abb
geben den Verlauf, der fur alle drei Metalle typisch ist.

Gluhlampen mit Tantaldrahten wurden 1905 bis 1910 hergestellt.

19. Die Strahlung des Molybdäns. Die Strahlungseigenschaften des Molybdä
sind von WORTHING [1]) untersucht. Über die Abhangigkeit der Leuchtdichte vom B
obachtungswinkel ist das gleiche wie beim Tantal zu sagen. Die Strahlungsda
bringt Tabelle 8.

Tabelle 8. Strahlungseigenschaften des Molybdäns.

Temperatur $T°$ abs $c_2 = 1{,}433$ cm · Grad	Temperatur $T°$ abs. $c_2 = 1{,}43$ cm · Grad	Emissionsvermögen bei $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm	Emissionsvermögen bei $\lambda = 4{,}75 \cdot 10^{-5}$ cm	Mittleres Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet e_s	Farbemissionsvermogen e_f	Mittleres Gesamtemissionsvermögen e_g	$\frac{\text{HK}}{\text{cm}^2}$ [2])	$\frac{\text{HLm}}{\perp\ \text{cm}^2}$ [3])	$\frac{\text{Wat}}{\text{cm}^2}$
273	273	0,420	0,425	—	—	—	—	—	—
300	300	0,419	0,424	—	—	—	—	—	—
400	400	0,415	0,421	—	—	—	—	—	—
600	600	0,406	0,415	—	—	—	—	—	—
800	800	0,398	0,409	—	—	—	—	—	—
1000	1000	0,390	0,403	0,393	0,361	0,096	0,00011	—	0,5
1200	1200	0,382	0,398	0,386	0,347	0,121	0,0055	—	1,4
1400	1400	0,375	0,393	0,379	0,333	0,145	0,0988	0,328	3,1
1600	1601	0,367	0,388	0,373	0,321	0,168	0,849	2,8	6,3
1800	1802	0,360	0,383	0,367	0,309	0,189	4,58	15,3	11,3
2000	2002	0,353	0,379	0,362	0,297	0,210	17,65	58,6	19,2
2200	2203	0,347	0,375	0,357	0,287	0,230	53,8	180	30,7
2400	2404	0,341	0,371	0,352	0,277	0,248	136,5	454	47,0
2600	2605	0,336	0,368	0,348	0,268	0,265	300,0	1003	69,5
2800	2807	0,331	0,365	0,344	0,260	0,281	600,0	2002	98,0
2895	2902	0,328	0,363	0,342	0,255	0,290	810,0	—	116

20. Strahlung des Wolframs. Aus Wolfram werden jetzt ausschließlich d
Glühfäden für Metalldrahtlampen hergestellt. Infolgedessen liegen über d
Lichtstrahlung viele Untersuchungen vor. Während früher mit von der Te
peratur unabhängigem Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet gerechn
wurde, ergeben neuere Messungen von FORSYTHE und WORTHING [3]) und v
ZWIKKER [4]) eine Abnahme des Emissionsvermögens im sichtbaren Gebiet m
wachsender Temperatur. In Abb. 4 und 5 sind die Beziehungen zwisch
Temperatur und Emissionsvermögen nach den Angaben von FORSYTHE u
WORTHING wiedergegeben, und zwar in Abb. 4 das Emissionsvermögen:

1. Kurve A für $\lambda = 4{,}67 \cdot 10^{-5}$ cm,
2. „ C „ $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm,
3. „ B Mittelwert für die Lichtstrahlung,
4. „ E für die Farbstrahlung (Lichtstrahlung des Wolframs zur Lich
strahlung des schwarzen Körpers bei der Farbtemperat
des Wolframs, während bei Kurve B der Vergleich b
wahrer Temperatur vorgenommen ist),
5. „ D Mittelwert für das Gesamtemissionsvermögen.

In Abb. 5 ist das Emissionsvermögen in Abhängigkeit von der Wellenlän
$\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 30 \cdot 10^{-5}$ cm [5]) für einzelne Temperaturen, Kurve A f

[1]) A. G. WORTHING, Phys. Rev. Bd. 28, S. 190 1926.

[2]) Umgerechnet mit 1 HK = 0,901 I.C.P.

[3]) W. E. FORSYTHE u. A. G. WORTHING, Astrophys. Journ. Bd. 61, S. 146 19
Zeichenerklärung Kap 12, Ziff 2.

[4]) C. ZWIKKER, Dissertation, Amsterdam 1925.

[5]) Messungen der ultraroten Emission sind von W. WENIGER u A. H. PFUND, Phys Re
Bd. 14, S. 427. 1919 u. W. W COBLENTZ, Bull Bur. Stand Bd. 5, S. 312. 1918; E. D. HULBU
Astrophys. Journ Bd. 45, S 140. 1917 ausgeführt

T = 300° abs., Kurve B für T = 1300° abs., Kurve C für T = 1700° abs., Kurve D für T = 2100° abs., aufgetragen. Aus der Abb. 5 ist zu ersehen, daß sich alle

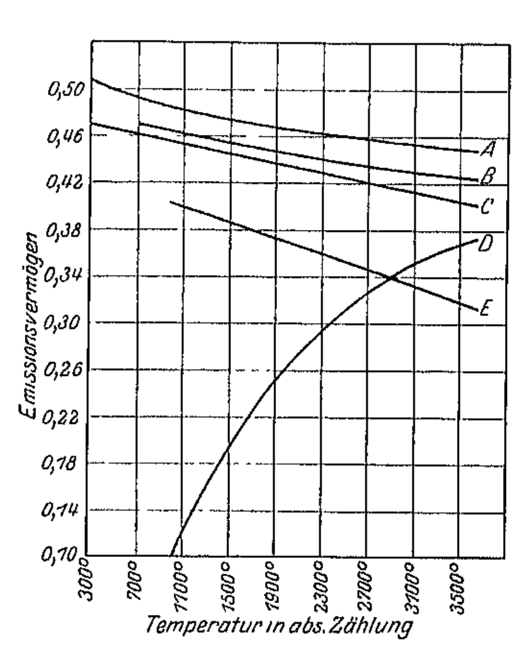


Abb. 4. Emmissionsvermögen von Wolfram in Abhängigkeit von der Temperatur.
Kurve A für $\lambda = 4{,}67 \cdot 10^{-5}$ cm,
„ C für $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm,
„ B Mittelwert für die Lichtstrahlung.
„ D Mittelwert für die Gesamtstrahlung.
„ E für die Farbstrahlung (Lichtstrahlung des Wolframs zur Lichtstrahlung des schwarzen Körpers bei der Farbtemperatur des Wolframs, während bei Kurve B der Vergleich bei wahrer Temperatur vorgenommen ist).

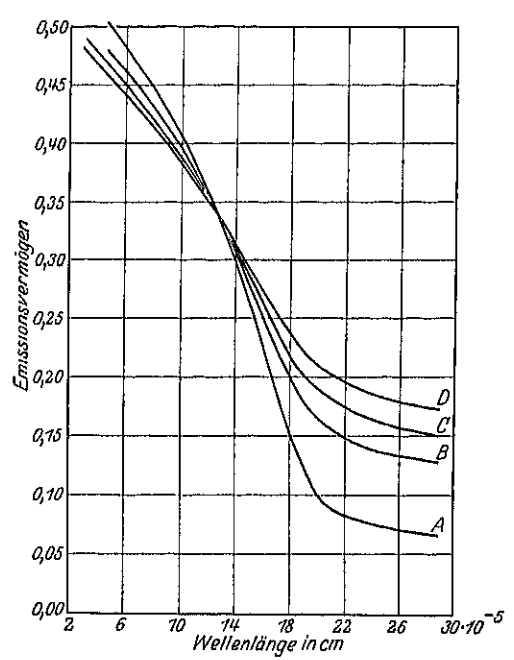


Abb. 5. Emissionsvermögen von Wolfram für verschiedene Temperaturen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.
Kurve A für T = 300° abs. Kurve C für T = 1700° abs.
„ B „ T = 1300° „ „ D „ T = 2100° „

Temperaturkurven bei $\lambda = 12{,}7 \cdot 10^{-5}$ cm schneiden. Hier ändert sich also das Emissionsvermögen $\frac{e_\lambda}{E_\lambda} = 0{,}338$ nicht mit der Temperatur, für größere Wellenlängen steigt es mit zunehmender Temperatur, für kleinere nimmt es mit der Temperatur ab. Es verschwinden mit wachsenden Temperaturen die Unterschiede immer mehr, die Selektivität wird kleiner.

Die Leuchtgüte des Wolframs, bezogen auf wahre Temperatur, kann aus den Kurven der Abb. 4 durch Bildung des Quotienten entsprechender Werte von Kurve B und Kurve D gewonnen werden, die Leuchtgüte für Farbtemperatur ergibt sich aus Kurve E und D.

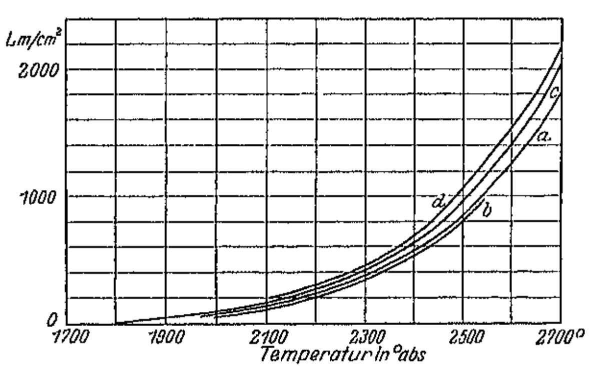


Abb. 6. Verschiedene Messungen der Lm/cm² von Wolfram in Abhängigkeit von der Temperatur (absolute Zählung).
Kurve a Forsythe u. Worthing, Kurve c Zwikker,
„ b Lax u. Pirani, „ d Langmuir.

Um die Ergebnisse, die an verschiedenen Stellen für die Wolframstrahlung gewonnen wurden, vergleichend zu kennzeichnen, sind in Abb. 6 die Lichtstromdichten Lm/cm²

von Wolfram in Abhängigkeit von der Temperatur wiedergegeben. Kurve nach FORSYTHE und WORTHING[1]), Kurve b nach LAX und PIRANI[2]), Kurve nach ZWIKKER[3]), Kurve d nach LANGMUIR[4]). Eine tabellarische Zusammen stellung der Strahlungseigenschaften des Wolframs nach den Meßergebnisse von FORSYTHE und WORTHING ist in Tabelle 9 gegeben.

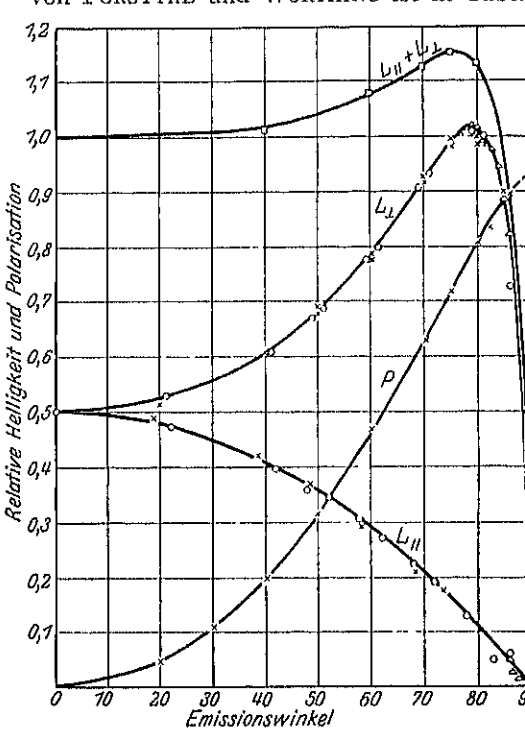


Abb. 7. Relative Werte der Helligkeit der Komponenten in den beiden Hauptpolarisationsrichtungen $L_{\perp}$ und $L_{\|}$, und ihrer Summe $L_{\perp}+L_{\|}$ und Polarisation des Gesamtlichtes P in Abhängigkeit vom Emissionswinkel. Beobachtet bei Temperaturen

⊙ 1750° abs. △ } 2170° abs.
⊡ 1950° abs. × }

Für Wolfram ist ebenso wi für Molybdän und Tantal di Veränderung der Lichtstrahlun mit dem Emissionswinkel (Wi kel zwischen Beobachtungsrich tung und Flächennormale) vo Worthing untersucht[5]). In Abb. ist die Abhängigkeit der Inten sität von dem Emissionswink wiedergegeben. Die Emissio senkrecht zur Oberfläche i gleich 1 gesetzt. Die Kurve L $+ L_{\|}$ gibt die Abhängigkeit, w sie sich aus der unzerlegten Stra lung ergibt, Kurve $L_{\|}$ die A hängigkeit der Schwingung komponente, die in der Eben die durch Flächennormale u Beobachtungsrichtung festgele ist, liegt; Kurve $L_{\perp}$ die der z dieser senkrecht liegenden.

Die mittlere Leuchtdich einer gebogenen Fläche ist ande als die HK/cm² der ebenen Fläch etwa 2,8% größer.

Wie aus Abb. 7 zu ersehe ist, sind die Strahlen, die d Oberfläche schräg verlassen, te weise polarisiert. Kurve P gi den Polarisationsgrad $\left(\frac{L_{\perp} - L}{L_{\perp} + L}\right.$ in Abhängigkeit vom Winkel an. Die Verhältniswerte der Leuchtdichten sind Tabelle 10 zusammengestellt.

21. Nernststift. Die Nernstmasse besteht aus Zirkonoxyd mit 15% Ytte erden. Die Strahlung ist im sichtbaren Gebiet von NERNST[6]), F. KURLBAU und GÜNTHER-SCHULZE[7]) untersucht worden. Die Bestimmung der wahr Temperatur stößt bei dem im Vergleich zu Metallen durchsichtigen Materi auf Schwierigkeiten.

---

[1]) E. W. FORSYTHE u. A. G. WORTHING, l. c.
[2]) E. LAX u. M. PIRANI, ZS. f. Phys. Bd 22, S. 275. 1924.
[3]) C. ZWIKKER, l. c.
[4]) J. LANGMUIR, Gen. Electr Rev. Bd. 19, S. 208. 1916.
[5]) C. ZWIKKER fand für Wolfram eine geringere Abweichung vom Lambertsch Gesetz, für Molybdän die gleiche. („The deviation from Lambert's Law for incandesc tungsten and molybdenum". Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterda Vol. 33, Nr. 8. 1928.)
[6]) W. NERNST u. E. BOSE, Phys ZS. Bd. 1, S. 289. 1900.
[7]) F. KURLBAUM u. A. GÜNTHER-SCHULZE, Verh. d D. Phys. Ges Bd. 5, S. 428. 19

Tabelle 9. Strahlungseigenschaften des Wolframs.

Temperatur $T°$ abs. $c_2 = 1{,}433$ cm·Grad	Temperatur $T°$ abs $c_2 = 1{,}43$ cm·Grad	Emissionsvermögen bei $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm	Emissionsvermögen bei $\lambda = 4{,}67 \cdot 10^{-5}$ cm	Mittleres Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet e_s	Farbemissionsvermögen e_f	Mittleres Gesamtemissionsvermögen e_g	HK/cm² [1]	HLm [1] / ⊥ cm²	Watt / cm²
300	300	0,470	0,505	—	—	—	—	—	—
400	400	0 468	0 501	—	—	—	—	—	0 006
600	600	0 464	0 495	—	—	—	—	—	0,05
800	800	0,460	0,490	—	—	—	—	—	0,21
1000	1000	0,456	0,486	0,464	0,396	0,114	0,00013	—	0,65
1200	1200	0,452	0,482	0,462	0,391	0,143	0,0067	—	1,69
1400	1400	0,448	0,478	0,459	0,386	0,175	0,122	0,382	3,82
1600	1601	0,443	0,475	0,456	0,381	0,207	1,021	3,45	7,77
1800	1802	0,439	0,472	0,454	0,376	0,236	5,61	18,3	14,22
2000	2002	0,435	0,469	0,452	0,370	0,260	22,2	73,2	23,72
2100	2103	0,433	0,467	0,450	0,367	0,270	39,6	130,7	29,82
2200	2203	0,431	0,466	0,449	0,364	0,279	68,1	225,8	37,18
2300	2304	0,429	0,464	0,448	0,362	0,288	111,5	369,2	45,9
2400	2404	0,427	0,463	0,447	0,359	0,296	174,4	580,0	55,8
2500	2505	0,425	0,462	0,446	0,356	0,303	264	876	67,6
2600	2605	0,423	0,460	0,444	0,353	0,311	385	1281	80,8
2700	2706	0,421	0,459	0,443	0,350	0,318	553	1844	96,2
2800	2807	0,419	0,458	0,442	0,347	0,323	770	2562	112,9
2900	2907	0,417	0,456	0,441	0,345	0,329	1052	3490	132,1
3000	3008	0,415	0,455	0 440	0 343	0 334	1395	4630	153,9
3200	3210	0 411	0 452	0,437	0,338	0,341	2340	7800	203,0
3400	3411	0,407	0,450	0,435	0,332	0,348	3740	12480	264,0
3655	3665	0,402	0,447	0,433	0,324	0,354	6370	21210	360,0

Tabelle 10 Abhängigkeit der Leuchtdichte vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Flächennormale nach WORTHING.

$L_\perp$ Leuchtdichte normal zur ebenen Fläche,

L_m größte Leuchtdichte, Θ_m der dazugehörige Emissionswinkel,

L_h mittlere (bei im Verhältnis zum Durchmesser großen Entfernungen) horizontale Leuchtdichte für kreisförmigen Leuchtdraht.

L_0 mittlere Lichtstromdichte dividiert durch 4π,

P Polarisation der Strahlung eines Drahtes mit kreisförmigem Querschnitt. $\frac{L_\perp - L_\parallel}{L_\perp + L_\parallel}$

	Θ_m	$\frac{L_m}{L_\perp}$	$\frac{L_h}{L_\perp}$	$\frac{L_0}{L_\perp}$	P
W.	75	1,155	1,028	1,044	19,3%
Mo	78	1,23	1,036	1,062	20,8
Ta	73	1,14	1,027	1,042	18,5

Die Nernstkörper sind dazu häufig in der Struktur verschieden. Die Durchsichtigkeit schwankt von ganz klar bis zu völlig opak. Diese Beschaffenheit beeinflußt, wie in Ziff. 8 auseinandergesetzt, die Strahlung. Auch die Dicke, bei der die Strahlung gleich der eines undurchsichtigen Körpers wird, d. h. das Emissionsvermögen sich mit dem Reflexionsvermögen zu 1 ergänzt, wird von der Struktur abhängig sein. Es sind so die Fehlergrenzen relativ hoch. Neuerdings wurde die Emission im Rot und die Gesamtstrahlung von Nernststiften von 2 mm Dicke durch WIEGAND[2]) untersucht (Temperaturbestimmung mittels Schmelzpunktbeobachtung von aufgelegten dünnen Drähten reiner Metalle).

[1]) Umrechnung 1 HK = 0,901 I. C. P. Lichtausbeute durch Bildung des Quotienten der beiden letzten Spalten.

[2]) E. WIEGAND, Dissertation, Berlin 1924. ZS. f. Phys. Bd. 30, S. 40. 1924.

Die Abb. 8 gibt die gefundene Abhängigkeit der Emission von der Temperat wieder, Kurve *I* zeigt das Emissionsvermögen im Rot für $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ c Kurve *II* das Gesamtemissionsvermögen. Die Meßgenauigkeit ist nicht sehr gr z. B. ist der Streuungsbereich bei der Bestimmung der Watt/cm² etwa = 20

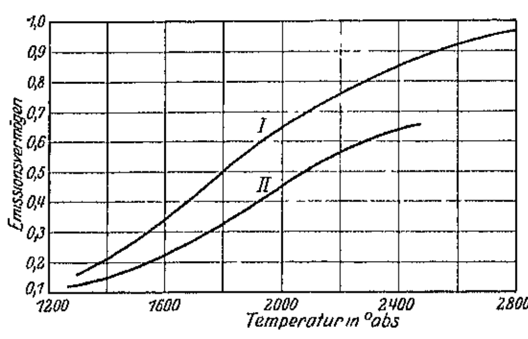


Abb. 8. Emissionsvermögen des Nernststiftes in Abhängigkeit von der Temperatur.
Kurve I für $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm.
Kurve II Mittelwert für die Wärmestrahlung.

Der Nernstkörper sieht w aus; er hat also bei Zimm temperatur im sichtbaren Geb keine starken Reflexionsmaxin dagegen muß er ausgezeichn Werte des Absorptionsind haben; denn die Strahlung n mal dicker Stifte (ca. 2 3 mm ⌀) zeigt bei niedrig Temperaturen vermehrte Em sion im Grün. Mit wachsen Temperatur verflachen sich Emissionsbanden. Ein Bild d ses Verhaltens gibt Abb. 9, der zitierten Arbeit von KU BAUM und GÜNTHER-SCHUL entnommen ist. Es ist der Stromverbrauch des Stiftes zur Erreichung ei jeweils angegebenen schwarzen Temperatur in Abhängigkeit von der Well länge angegeben. Die verschiedenen Kurven zeigen die Abflachung des Em sionsmaximums zwischen $\lambda = 5{,}2$ bis $\lambda = 5{,}7 \cdot 10^{-5}$ cm; diese Tatsache wur

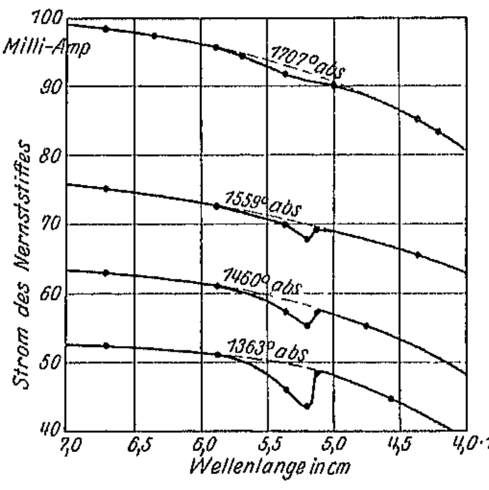


Abb. 9. Stromstärke des Nernststiftes für gleiche schwarze Temperaturen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

auch durch die Messungen v WIEGAND bestätigt. Aus den v her angeführten WIEGANDsch Daten (Abb. 8) ergibt sich ander seits, daß mit zunehmender Te peratur sich die Emission im R wie die der Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers nähe Der Farbeindruck der Strahlung Nernststiftes weicht nicht von d Farbeindrücken der Strahlung schwarzen Körpers ab. Die Fa temperatur des Nernststiftes ist niedrigen Temperaturen höher, folge der zunehmenden Schwärzu jedoch bei der normalen Betrie temperatur des Nernststiftes nähernd der wahren gleich. Info des großen Emissionsvermögens Nernstmasse bei hohen Tempera ren ist die Leuchtdichte sehr groß, bei der Betriebstemperatur 2400° abs. eben groß wie die eines Wolframdrahtes von 2600° abs. Die Leuchtgüte ergibt s nach Ziff. 10 angenähert aus dem Verhältnis entsprechender Werte der Kurv und II.

III. Selektivstrahler ohne Farbtemperatur.

22. Metalle. Als Lichtquellen sind Metalle, die keine Farbtemperat haben, nicht im Gebrauch; es sei jedoch als Beispiel kurz einiges über die Strahlu von erhitztem Kupfer und Gold gesagt, genaue Angaben liegen nicht vor.

Es ist bekannt, daß Kupfer infolge des Anstiegs des Emissionsvermögens im Grün beim Erhitzen einen grünlichen Farbeindruck gibt, der durch die Strahlung des schwarzen Körpers nicht herstellbar ist. (Vergleiche Kap. 1, Ziff. 31.) Um diese Erscheinung zu charakterisieren, wurde von den Verfassern[1]) die schwarze Temperatur im Rot und Grün gemessen. Es ergaben sich folgende zusammengehörige Werte:

$T_{S\lambda} = 6{,}50 \cdot 10^{-5}$ cm	$T_{S\lambda} = 5{,}50 \cdot 10^{-5}$ cm
1093° abs.	1169° abs.
1106	1172

Auch Gold gibt beim Glühen einen Farbeindruck, der sich durch die Strahlung des schwarzen Körpers nicht wiedergeben läßt.

Die Reflexionsvermögen von Gold und Kupfer bei Zimmertemperatur sind in folgender Tabelle angegeben:

Tabelle 11. Reflexionsvermögen von Gold und Kupfer bei Zimmertemperatur.

$\lambda =$	4,0	4,2	4,5	5,0	5,50	6,0	6,5	$7{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm
Cu		0,327	0,37	0,437	0,477	0,718	0,80	0,831
Au	0,274		0,331	0,37	0,74	0,844	0,888	0,923

23. Auerstrumpf. Das Skelett des Auerstrumpfes besteht aus Thoroxyd mit 0,75 bis 2,5% Ceroxyd. Im Leuchtgas-Luftgemisch, wie es der dem Prinzip des Bunsenbrenners entsprechend gebaute Brenner für den Auerstrumpf gibt, erhitzt, hat die Strahlung des Auerstrumpfes in der normalen Stellung (den äußeren Flammenrand bedeckend) eine grünliche Farbe, die außerhalb der durch die Strahlung des schwarzen Körpers herstellbaren Farbeindrücke liegt. Nach Messungen von FORSYTHE[2]) ist die Leuchtdichte im Grün ca. 30% größer als die der Strahlung des schwarzen Körpers bei 2800° abs., der Temperatur, bei der für die Strahlung des Auerstrumpfes und die des schwarzen Körpers das Verhältnis der Leuchtdichte im Rot zu der im Blau gleich ist. Da der Auerstrumpf mittels Verbrennungsenergie erhitzt wird, liegen die Verhältnisse der Emission nicht so übersichtlich wie bei elektrisch in indifferenter Atmosphäre erhitzten Strahlern. Erstens ist die Energiezufuhr beschränkt, so daß die Oxyde durch Erhitzen in brennenden Gasen bestimmter Zusammensetzung und definierter Flammenform nur eine jeweils durch ihre eigenen Strahlungseigenschaften bestimmte Höchsttemperatur erreichen können; zweitens aber können die Oxyde evtl. am chemischen Umsatz der Verbrennung teilnehmen. Daß Reaktionen, die das Licht verändern, vorhanden sein können, läßt sich aus den Unterschieden der Leuchterscheinung beim Einbringen des Strumpfes in verschiedene Flammenzonen erkennen (vgl. weiter unten). Außer der Zusammensetzung des Strumpfskeletts ist auch die durch die Dicke des Skeletts (Größenordnung 0,3 mm) gegebene Durchsichtigkeit von Einfluß auf die Strahlung (vgl. Ziff. 6).

Reines Thoroxyd sieht bei Zimmertemperatur weiß aus und hat ein Reflexionsvermögen von etwa 85%; es behält seine Farbe beim Erhitzen bei. Ceroxyd sieht weiß oder bräunlich-weiß aus. Nach Erhitzen in einer Sauerstoff enthaltenden Atmosphäre oder im Vakuum bleibt der braune Schein. Beim Erhitzen unter Rotglut nimmt es in oxydierender Atmosphäre oder im Vakuum eine tief gelbe Farbe an. In einer Wasserstoffatmosphäre[3]) oder in reduzierender

[1]) Nicht veröffentlicht.
[2]) W. E. FORSYTHE, Journ. Opt. Soc. Bd. 7, S. 1115. 1923.
[3]) Unveröffentlichte Versuche der Verfasser.

Flammenzone[1]) erhitzt, verfärbt es sich unter Bildung eines niedrigen Oxyde dunkel (grau bis schwarz); ebenso unter dem Einfluß von Kathodenstrahl Mit dieser Umwandlung ändern sich die Emissionseigenschaften, wie vor all aus den Versuchen von IVES, KINGSBURRY und KARRER, bei denen der Au strumpf mit Kathodenstrahlen erhitzt wurde, hervorgeht. Diese Änderung c Ceroxyds läßt die Auermasse ihre guten Leuchteigenschaften einbüßen. Be Einbringen in die reduzierende Zone des Auerbrenners ist außerdem die A teilung der Energie zur Erhitzung des Strumpfes und zur Erhitzung der V brennungsgase anders, so daß die zur Strumpferhitzung ausgenutzte Verbrennun energie und das Emissionsvermögen von der Stellung in der Flamme abhäng (vgl. Abb. 14). Zur Veranschaulichung sei nach den Versuchen von IVES, KIN BURRY und KARRER die Abhängigkeit des Emissionsvermögens eines Au strumpfes von 20% Ceroxyd und 80% Thoroxyd von der Wellenlänge, we der Strumpf 1. (ausgezogene Kurve) in der oxydierenden und 2. (gestriche Kurve) in der reduzierenden Zone des Brenners hängt, wiedergegeben (Abb. 1

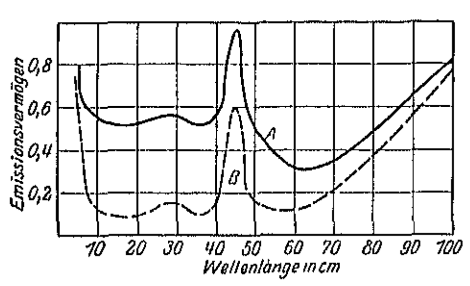


Abb. 10. Emissionsvermögen eines Auerstrumpfes von 20% Ceroxyd, 80% Thoriumoxyd bei Erhitzung in der oxydierenden Flammenzone: Kurve A, in reduzierender Flammenzone Kurve B, in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Eine andere durch die Erhitzu im Gas hervorgerufene Erscheinu die bei der reinen Temperaturstr lung nicht auftritt, ist das int sive Blauleuchten kleiner herv ragender Spitzen, das auch nur günstiger Stellung in der Flam auftritt. Reine Thoroxydstrüm zeigen es vor allem bei Stellung inneren Flammenmantel.

Bedenkt man, daß also 1. Gaszusammensetzung, 2. die St lung des Strumpfes in der Flamr 3. die Zusammensetzung des Leu salzes des Strumpfes, 4. die Dicke und Struktur des Strumpfes die Strahlung v ändern, dann erkennt man die Schwierigkeiten der Untersuchungen der Strahlu

Es hat nicht an Versuchen gemangelt, die Strahlung der Auermasse auß halb der Flamme zu untersuchen. Die Untersuchung ist jedoch meist an Au masse anderer Struktur als Auerstrumpfgewebe vorgenommen. Untersuchun von PODSZUS[3]) an elektrisch geheizten nicht durchscheinenden Röhrchen Thoroxyd und Thoroxyd mit Ceroxyd versetzt zeigen, daß die mit Cerox versetzten Röhrchen bei schätzungsweise gleicher wahrer Temperatur bedeute heller strahlen. Die Leuchtdichte des Röhrchens mit Ceroxyd verhält sich der des reinen Thoroxydröhrchens etwa wie 5,7:1, der Gesamtverbrauch verh sich wie 2,1:1.

IVES, KINGSBURRY und KARRER fanden bei dem erwähnten Versuch, Au masse mit Kathodenstrahlen zu erhitzen, daß hier die Beimengung von Cer Leuchtdichte nicht erhöht; über die Ursache ist bereits gesprochen. Bei Vergle verschieden zusammengesetzter Massen leuchtete der reine Thoroxydstrumpf dieser Art der Erhitzung am hellsten. Eine Untersuchung der Reflexionsv mögen der erhitzten Massen für blaues Licht $\lambda = 4,5 \cdot 10^{-5}$ cm zeigte, daß Kathodenstrahlerhitzung die Absorptionsbanden im Blau nicht entwickelt wurd In Abb. 11, die der Arbeit von IVES, KINGSBURRY und KARRER entnommen i

[1]) H. E. IVES, E. T. KINGSBURRY u. E. KARRER, Journ. Frankl. Inst. Bd. 186, S. 4 u. 624. 1918.

[2]) Wahrscheinlich Ce_4O_7.

[3]) E. PODSZUS, ZS. f. Phys. Bd. 18, S. 212. 1923.

ist für $\lambda = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm das Verhältnis der Reflexionsvermögen der erhitzten Masse zu der der kalten Masse in Abhängigkeit vom Cergehalt aufgetragen, eine Kurve für Erhitzung im Gas, die andere für Erhitzung mittels Kathodenstrahlen.

Es seien noch einige Beobachtungen[1]), die den Unterschied zwischen reiner Temperaturstrahlung und der Erhitzung mittels Verbrennungsenergie veranschaulichen, angeführt:

Durch ein Magnesiumrohr wurde ein elektrisch heizbarer Kohlestab geführt. Zuleitungen und Ableitungen sowie das Rohr wurden mit Stickstoff gespült. Rieb man an einigen Stellen das Rohr mit Ceroxyd, mit Thoroxyd oder mit Auermasse ein, so leuchteten beim Erhitzen die Stellen, wo der Belag von Auermasse oder Ceroxyd nur in sehr dünner Schicht vorhanden war, intensiv grün. Es wurden z. B. für das Verhältnis der Leuchtdichte im Rot, Grün, Blaugrün einer dünnen Schicht Ceroxyd zu der des Magnesiumoxydrohrs folgende Werte gefunden: Rot $\lambda = 6{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm wie ca. 1:1, Grün $\lambda =$ ca. $5{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm wie ca. 1,4:1, Blaugrün $\lambda =$ ca. $5{,}15 \cdot 10^{-5}$ cm wie ca. 1,5:1.

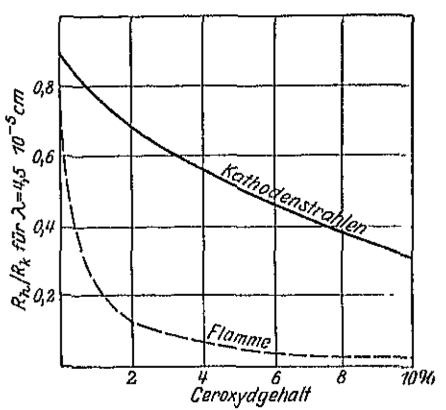


Abb. 11. Auerstrumpf. Verhältnis des Reflexionsvermögens des erhitzten (R_h) zu dem des kalten (R_k) Auerstrumpfes für $\lambda = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm in Abhängigkeit vom Ceroxydgehalt für Erhitzung in der Bunsenflamme und mit Kathodenstrahlen.

Ceroxyd in dickeren Schichten aufgetragen, zeigt das grüne Leuchten nicht. Thoroxyd, das, wie bereits erwähnt, unvermischt als Leuchtskelett in bestimmten Flammenzonen ein blaues Leuchten zeigt, ist beim Erhitzen als Belag auf dem Magnesiarohr auf über 2100° abs. nicht zum Blauleuchten zu bringen. Dagegen leuchtet es stellenweise intensiv blau auf, wenn auch bei niedrigen Temperaturen zusätzlich mit einer kleinen Flamme, entweder Leuchtgas oder Wasserstoff, erhitzt wird. Auch hier sind es vor allem die hervorragenden Spitzen, die blau leuchten. Dies Blauleuchten ist nicht durch Erhöhung der Temperatur bedingt; denn für Rot sind die Leuchtdichten an diesen Stellen nicht meßbar höher als vor der Flammenerhitzung. Dieses blaue Leuchten ist somit eine Lumineszenzerscheinung, wahrscheinlich ähnlich z. B. dem für verschiedene Oxyde und Sulfide in der Wasserstofflamme von E. L. NICHOLS[2]) und Mitarbeitern beobachteten. Nach den Befunden von NICHOLS kann die Intensität der Lumineszenzstrahlung in den erregten Gebieten auch bei höheren Temperaturen die des schwarzen Körpers um ein Vielfaches übertreffen. Auermasse leuchtet bei zusätzlicher Erwärmung mit der Flamme in gleicher Weise wie Thoroxyd auf, Ceroxyd nicht.

Die klassischen, zuerst eine Kenntnis der Strahlung des Auerstrumpfes und der Flamme vermittelnden Untersuchungen stammen von H. RUBENS[3]). Quantitative neuere Untersuchungen über das Emissionsvermögen sind von IVES, KINGSBURRY und KARRER gemacht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung[4]), von denen einige bereits wiedergegeben sind, sind im folgenden zusammengestellt.

---

[1]) Die Versuche wurden von den Verfassern gelegentlich ausgeführt, sie sind nicht veröffentlicht.

[2]) Die neueste zusammenfassende Arbeit: E. L. NICHOLS, „Links connecting Fluorescence and the Luminescence of incandescent solids." Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 661. 1926.

[3]) H. RUBENS, Ann. d. Phys Bd. 20, S. 593. 1900.

[4]) Um die Strümpfe und Brennverhältnisse, die für diese Untersuchung benutzt wurden, zu charakterisieren, sei auf Abb 7 Kap. 13, die die Art des kunstseidenen Strumpfgewebes

An Auerstrümpfen, deren Skelett aus verschiedenen Mischungen von Thoroxyd mit Ceroxyd bestand, wurde das Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet in Abhängigkeit von der Zusammensetzung untersucht, die Ergebnisse sind in Abb. 12 wiedergegeben.

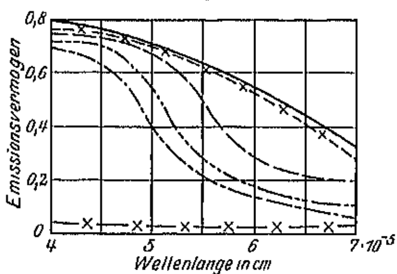


Abb. 12. Emissionsvermögen im Gebiete der sichtbaren Strahlung von Auerstrumpfen mit verschiedenem Cergehalt in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

— × — × — 100% Thoroxyd
— • — • — 0,1% Ceroxyd
— • • — • • — 0,25% „
— — — — — 0,75% „
——×——× 6% „
————— 100% „

Demnach ist die Zunahme der Emission bei kurzen Wellen durch die Anwesenheit des Ceroxyds bedingt. (Das Blauleuchten des Thoroxyds an den hervorragenden Spitzen das nur vereinzelt auftritt, muß bei der hier gewählten Betrachtungsart nicht bemerkbar sein.)

Die einzelnen Kurven von Abb. 12 zeigen, wie bei Vermehrung der Certeile sich die Emissionsbande verflacht. Die Emissionsvermögen bei $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ und $\lambda = 4{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm sind bei 0,1% etwa 0,1 und 0,62, bei 100% 0,45 und 0,78. Das Emissionsvermögen gleicht sich also bei höherer Teilchenzahl mehr aus. Die Kurven zeigen, daß, wenn es möglich wäre, alle Oxydstrümpfe auf gleiche Temperatur zu erhitzen, der reine Ceroxydstrumpf die höchste Leuchtdichte ergeben würde. Mit Erhöhung der Leuchtdichte folgt aber bei zunehmendem Cergehalt auch die Erhöhung der Gesamtstrahlungsdichte und damit Sinken der Temperatur bei Erhitzung in gleichen Flammen.

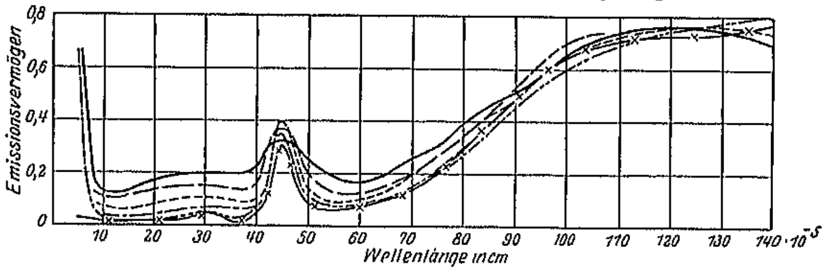


Abb. 13. Emissionsvermögen von Auerstrümpfen verschiedenen Ceroxydgehaltes in Abhängigkeit von der Wellenlänge für $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm bis $\lambda = 140 \cdot 10^{-5}$ cm.

————— 100% Ceroxyd — — — 20% Ceroxyd — — — — — 8% Ceroxyd
— • — • — • 2% „ — • • — • • — 0,75% „ — × — × — Thoroxyd

Abb. 13 zeigt dies Verhalten. Es sind die Emissionsvermögen für in der Flamme erhitzte Thoroxydstrümpfe mit variablem Cergehalt, also die Emission der Strümpfe und der Flamme von 1 bis 14 μ wiedergegeben. Man sieht, daß die ultrarote Strahlung mit wachsendem Cergehalt stark zunimmt. Da bei den niedrigen Temperaturen, die mit der Bunsenflamme erreicht werden, das Maximum der Energiestrahlung noch weit unterhalb des sichtbaren Gebietes liegt, bedingt das Wachsen der ultraroten Emission eine starke Vermehrung der Gesamtstrahlung des Strumpfes. Das Gleichgewicht zwischen der vom Strumpf abgestrahlten Energie und der dem Strumpf zugeführten Energie (Verbrennungsenergie vermindert um die von den heißen Gasen abgeführte Energie) wird demnach schon bei geringerer Temperatur des Strumpfes erreicht.

wiedergibt, hingewiesen. Die Strümpfe, an denen die angeführten Messungen ausgeführt wurden, hatten die jeweils angegebenen Zusammensetzungen. Das Gewicht des Skelettes pro cm² betrug bei dem reinen Thoroxydstrumpf 0,009 g, bei dem Strumpf aus Ceroxyd 0,0097 g. Das zur Erhitzung verwertete Gas bestand aus 20% Kohlengas und 80% Wassergas, der Heizwert betrug pro cbm 5900 Kal. Ein Glaszylinder wurde nicht benutzt.

Je kleiner die Emission, um so weniger wird die Flammentemperatur durch die vermehrte Abstrahlung erniedrigt; je höher die Emission, um so geringer ist die Gleichgewichtstemperatur. Aus dieser Energiebilanz ist das Vorhandensein eines Lichtstrahlungsmaximums für eine bestimmte Zusammensetzung der Leuchtmasse verständlich. Die maximale Temperatur der Bunsenflamme beträgt 2050° abs. Bei Einbringen eines Strumpfes aus reinem Thoroxyd sinkt die Temperatur um 120° auf 1930° abs. Die mit dem Cergehalt zunehmende Gesamtstrahlung erniedrigt die Temperatur weiter. Reines Ceroxyd erreicht in der Flamme nur noch eine Temperatur von 1500° abs. Abb. 14 zeigt die Abhängigkeit der Temperatur, die die Strümpfe in der Flamme annehmen, von der Zusammensetzung der Leuchtmasse. In Kurve A befinden sich die Strümpfe in der äußeren Flammenzone. Es entspricht dies der maximalen Lichtstrahlung; in Kurve B ist die Strumpfstellung innerhalb des Flammenmantels so gewählt, daß die Gesamtstrahlung des Strumpfes und der Gasflamme den größten Wert hat.

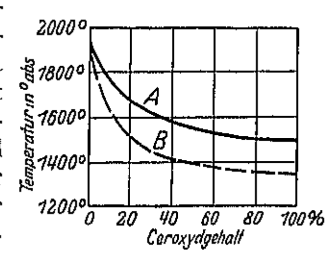


Abb. 14. Temperatur des Auerstrumpfes in der Flamme in Abhängigkeit vom Ceroxydgehalt.
Kurve A bei Einregulierung der Stellung in der Flamme auf maximale Leuchtdichte.
Kurve B auf maximale Gesamtstrahlung.

Die Zusammensetzung des bei Gasbeleuchtung benutzten Auerstrumpfes ist so gewählt, daß die Leuchtdichte am höchsten ist. Die Temperatur beträgt 1900° abs. Die Leuchtdichte beträgt je nach der Temperatur etwa 4 bis 8 HK/cm². Wird anstatt Niederdruckgas Preßgas verwendet, so steigt die Temperatur des Strumpfes und damit die Leuchtdichte und Lichtausbeute; man hat dann bei Verwendung einer anderen Leuchtmasse evtl. eine günstigere Lichtstrahlung (vgl. Kap. 13).

Kapitel 3.

Strahlungseigenschaften der Sonne.

Von

H. ROSENBERG, Kiel.

Mit 7 Abbildungen

a) Natürliche und künstliche Lichtquellen.

1. Einleitung. Während den Astronomen die Sonne in erster Linie als ei „typischer Fixstern" interessiert, als der einzige Fixstern, dessen Physic gnomie er im einzelnen studieren kann, um die hier gesammelten Erkenntniss durch Analogieschluß auf die Deutung der bei den anderen Fixsternen au integrierenden Beobachtungen über alle Erscheinungen folgenden Erfahrunge zu übertragen, bildet die Sonne für den Physiker in erster Linie ein Vergleichs objekt für Strahlungsquellen der mannigfaltigsten Art, sowohl bei qualitative als auch bei quantitativen Strahlungsmessungen, und darüber hinaus einen Pruf stein für die Gültigkeit seiner aus Beobachtungen bei niederen Temperature und Drucken abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten auch bei so hohen Temperature und Drucken, wie sie sich im Laboratorium nicht mehr herstellen lassen.

Die Sonne ist aber in keiner Beziehung als ein einfacher Strahler aufzu fassen; denn da die beobachtbaren Tatsachen bei der Sonne stets als eine Summ von sich überlagernden Effekten der verschiedensten Art aufgefaßt werde müssen, die teilweise noch durch irdische Einflüsse (Extinktion!) entstellt sinc so gilt es, die Einzeldaten nach Möglichkeit zu sondern und — in Verbindun mit den experimentellen Erfahrungen und theoretischen Vorstellungen de Physik — auf ihre Ursachen zurückzuführen. Dabei wird sich ein gelegent liches Eingehen auf heute geltende Vorstellungen von der Natur der Sonn (Sonnentheorien) nicht völlig vermeiden lassen, Vorstellungen, denen gewiß noc viel Hypothetisches anhaftet, da das gewöhnlichste Werkzeug jeder physikalische Forschung, das Experiment, auf Gestirnsuntersuchungen nicht anwendbar ist Es ist jedoch nicht beabsichtigt, in diesem Abschnitt eine vollständige Theori des physikalischen Aufbaues der Sonne zu geben oder die verschiedenen, sic teilweise noch widersprechenden Theorien miteinander zu vergleichen, sonder es soll nur insoweit auf die Sonnentheorie eingegangen werden, als für die Inter pretation der Strahlungseigenschaften der Sonne im Vergleich mit andere Strahlungsquellen unvermeidlich erscheint.

2. Entfernung, Dimensionen und Masse der Sonne. Auf Grund eine Reihe verschiedener und teilweise voneinander völlig unabhängiger Methode hat sich die Sonnenparallaxe, d. h. der Winkel, unter dem der Äquatorialhalb messer der Erde bei einer mittleren Entfernung Sonne—Erde, vom Mittelpunkt de Sonne aus gesehen, erscheinen würde, zu $8'',80 \pm 0'',01$ ergeben. Setzt man de

Äquatorialhalbmesser der Erde nach den neuesten Bestimmungen zu $6{,}3783 \cdot 10^8$ cm an, so ergibt sich damit die mittlere Entfernung Sonne—Erde zu $1{,}4966 \cdot 10^{13}$ cm $\pm 1{,}7 \cdot 10^{10}$ cm. Im Perihel (Anfang Januar) und im Aphel (Anfang Juli) wird diese Entfernung um $2{,}5 \cdot 10^{11}$ cm kleiner bzw. größer.

Der Winkeldurchmesser der Sonne ergibt sich nach den zuverlässigsten Messungen für die mittlere Sonnenentfernung zu $0^\circ\, 31'\, 59'',26$ und damit der lineare Durchmesser der Sonne zu $1{,}391 \cdot 10^{11}$ cm; eine meßbare Abplattung der Sonne hat sich bisher nicht nachweisen lassen. Das Volumen der Sonne berechnet sich demnach zu $1{,}41 \cdot 10^{33}$ cm^3.

Auf Grund des NEWTONschen Attraktionsgesetzes ergibt sich die Masse der Sonne gleich dem 333432fachen der Erdmasse. Die mittlere Dichtigkeit der Sonne beträgt also nur den 0,26ten Teil der Erddichte. Setzt man für diese den Wert 5,5 an, so ergibt sich das spezifische Gewicht der Sonne zu etwa 1,4 und die Masse der Sonne rund zu $2 \cdot 10^{33}$ g. Aus dem Verhältnis der Massen und der Durchmesser folgt, daß die Schwerkraft an der Oberfläche der Sonne 27,5 mal so groß ist als am Erdäquator.

3. Licht- und Wärmewirkung der Sonne. Die von der Sonne in unser Auge gelangende Lichtfülle übertrifft diejenige aller anderen künstlichen oder natürlichen Lichtquellen ganz erheblich. Die Stärke des Sonnenlichtes beurteilt man nach der Helligkeit der Beleuchtung einer senkrecht zu den Sonnenstrahlen gestellten, ideal diffus reflektierenden Ebene von der Albedo 1. Verglichen wird diese Helligkeit der Beleuchtung mit derjenigen, welche irgendeine andere Lichtquelle bekannter Leuchtkraft bei gemessener Entfernung von dem Photometerschirm erzeugt, als Einheit der Beleuchtungshelligkeit dient die Meter-Hefnerkerze, also diejenige Helligkeit, welche die HEFNERsche Lichteinheit (Normalkerze) aus einem Abstand von einem Meter auf dem Schirm hervorruft. Da das Sonnenlicht zur direkten Vergleichung mit jeder anderen Lichtquelle zu stark ist, muß es vor der eigentlichen Lichtmessung um mehrere Zehnerpotenzen (10^4 bis 10^5) meßbar abgeschwächt werden. In der exakten Überbrückung eines so großen Helligkeitsintervalles liegt die größte Schwierigkeit für die sichere Bestimmung der Sonnenhelligkeit, und so kommt es, daß diese fundamentale Konstante noch heute mit einer erheblichen Unsicherheit ($\pm 20\%$) behaftet ist. Wegen der Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre hängt die scheinbare Helligkeit der Sonne, die allein Gegenstand der Messung sein kann, von der Zenitdistanz der Sonne ab, und zeigt überdies je nach dem Zustand unserer Atmosphäre starke Schwankungen.

Aus allen Versuchen unter Berücksichtigung ihrer Genauigkeit kommt G. MÜLLER[1]) zu dem Schluß, daß die Sonne im Zenit eine Beleuchtungsstärke von etwa $5 \cdot 10^4$ Meter-Hefnerkerzen hervorbringt; die Absorption in der Erdatmosphäre schätzt er auf etwa $1 \cdot 10^4$ Meterkerzen, so daß die Beleuchtungsstärke der Sonne ohne unsere Atmosphäre auf $6 \cdot 10^4$ Meterkerzen ansteigen würde. Nach Rechnungen von HERZSPRUNG[2]) stellt sich dieser Wert noch höher, nämlich auf $10 \cdot 10^4$ Meterkerzen. Aus den Bestimmungen von MÜLLER und von HERTZSPRUNG würde folgen, daß man in der mittleren Entfernung Sonne—Erde

$$1{,}34 \cdot 10^{27} \text{ bzw. } 2{,}24 \cdot 10^{27} \text{ Normalkerzen}$$

aufstellen müßte, um die gesamte Lichtwirkung der Sonne zu ersetzen.

Die mittlere Flächenhelligkeit der Sonnenscheibe übertrifft die Flächenhelligkeit der Normalkerze etwa $2{,}2 \cdot 10^5$ mal, diejenige des Vollmondes

[1]) G. MÜLLER, Photometrie der Gestirne. S. 308ff. Leipzig 1897.
[2]) E. HERTZSPRUNG, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 3, S. 173. 1905.

$6 \cdot 10^5$ mal, diejenige des geschmolzenen Stahles im Bessemerofen $5{,}3 \cdot 10^3$ mal u die des positiven Kraters einer Bogenlampe immer noch um etwa 4mal.

Um die von der Sonne uns zugestrahlte Wärmemenge in absolutem M auszudrücken, bedient man sich des Begriffes der Solarkonstanten. Solarkonstante definiert man diejenige Wärmemenge, die von der Son in ihrer mittleren Entfernung während einer Minute bei senkrecht Einfall auf eine Fläche von einem Quadratzentimeter an der Er oberfläche einstrahlen würde, wenn die Erde keine Atmosphä hätte. Ausgedrückt wird die Solarkonstante in Grammkalorien.

Die Aufgabe der Messung der Solarkonstante zerfällt in zwei völlig v schiedene Teile: 1. Die experimentelle Bestimmung der auf eine gegebene Fläc auf der Erde einfallenden Energie, und 2. Bestimmung des Betrages der Energ der in der Erdatmosphäre absorbiert wird. Während der erste Teil dieser A gabe verhältnismäßig leicht zu lösen ist, trägt die Bestimmung der atmosp rischen Absorption eine erhebliche Unsicherheit in das Problem herein. Von neueren Bestimmungen der Solarkonstanten (S) seien die folgenden hier zusa mengestellt:

		S = g-cal pro Min.
ANGSTROM	(1907)	2,17
SCHEINER	(1908)	2,25
ABBOT u. FOWLE	(1908)	2,1
ABBOT	(1910)	1,95
KIMBAL	(1910)	1,934 — 2,131.

Im Mittel dürfte $S = 2{,}1$ den Messungen am besten entsprechen, vora gesetzt, daß die Annahmen über die Absorption in den höchsten Schichten Atmosphäre zutreffend sind. In den letzten Jahren scheint man übrigens Ansicht zuzuneigen, daß gewisse Schwankungen in den Werten der Solark stanten nicht atmosphärischen Störungen und der Unsicherheit der Korrektio ihre Entstehung verdanken, sondern daß die Solarkonstante streng genomm keine Konstante ist, und ihre Variabilität auf wirklichen Veränderungen Sonnenstrahlung beruht.

Die gesamte von der Sonne in einer Minute ausgestrahlte Energie wird geben durch die Beziehung $4\pi R^2 \cdot S$. Setzen wir hier für R die mittlere E fernung Sonne—Erde ($= 1{,}4966 \cdot 10^{13}$ cm) und für S den Wert der Solark stanten ($= 2{,}1$) ein, so ergibt das

$$5{,}9 \cdot 10^{27} \text{ Grammkalorien pro Minute}$$

oder

$$3{,}1 \cdot 10^{33} \quad \text{,,} \quad \text{,, Jahr.}$$

Da die Masse der Sonne $2 \cdot 10^{33}$ g beträgt, so liefert jedes Gramm der Sonn masse jährlich 1,55 Kalorien.

4. Die Erscheinungen der Photosphäre.

a) Helligkeitsverteilung auf der Sonnenoberfläche. Wenn man Sonnenoberfläche (Photosphäre) bei nicht zu starker Vergrößerung im Ferni betrachtet, oder ein vergrößertes Bild der Sonne auf einem Projektionsschi entwirft, so beobachtet man — auch eine jede Sonnenphotographie zeigt di Erscheinung —, daß die Flächenhelligkeit der Sonne von der Mitte nach d Rande hin stark abnimmt, und daß diese Helligkeitsänderung zugleich mit ei Farbenänderung verbunden ist, da die Randteile, verglichen mit der Sonnenmi rötlichbraun erscheinen; es folgt daraus, daß das Helligkeitsgefälle von der Mi nach dem Rande der Sonne hin für Licht verschiedener Wellenlängen ein v schiedenes sein wird.

Als erster beobachtete H. C. VOGEL[1]) im Jahre 1877 mit Hilfe eines optischen Spektralphotometers die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenoberfläche für die 6 Hauptfarben. Das Resultat dieser Untersuchungen ist in der Tabelle 1 enthalten; die Intensität ist hier für eine jede Farbe in der Sonnenmitte willkürlich gleich 100 gesetzt, der Abstand von der Sonnenmitte in Bruchteilen des Radius ausgedrückt.

Tabelle 1. Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe nach H. C. VOGEL.

Abstand von der Sonnenmitte	Violett 405—412	Indigo 440—446	Blau 467—473	Grün 510—515	Gelb 573—585	Rot 658—666 $\mu\mu$
0,00	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
0,10	99,6	99,7	99,7	99,7	99,8	99,9
0,20	98,5	98,7	98,8	98,7	99,2	99,5
0,30	96,3	96,8	97,2	96,9	98,2	98,9
0,40	93,4	94,1	94,7	94,3	96,7	98,0
0,50	88,7	90,2	91,3	90,7	94,5	96,7
0,60	82,4	84,9	87,0	86,2	90,9	94,8
0,70	74,4	77,8	80,8	80,0	84,5	91,0
0,75	69,4	73,0	76,7	75,9	80,1	88,1
0,80	63,7	67,0	71,7	70,9	74,6	84,3
0,85	56,7	59,6	65,5	64,7	67,7	79,0
0,90	47,7	50,2	57,6	56,6	59,0	71,0
0,95	34,7	35,0	45,6	44,0	46,0	58,0
1,00	13,0	14,0	16,0	16,0	25,0	30,0

Die Intensitätsverteilung im sichtbaren Spektralgebiet und für einen Teil des Ultrarots bis 1500 $\mu\mu$ ist von VERY[2]) mit Hilfe des Spektralbolometers 1902 von neuem bestimmt worden; die mit den VOGELschen Werten nicht gerade gut übereinstimmenden Zahlen sind in der folgenden Tabelle 2 enthalten.

Tabelle 2. Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe nach VERY.

Abstand von der Sonnenmitte	416	468	550	615	781	1010	1500 $\mu\mu$
0,00	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
0,50	85,8	90,2	93,3	94,8	94,1	94,3	95,9
0,75	74,4	76,4	83,1	84,5	88,5	89,4	95,0
0,95	47,1	46,2	58,7	68,1	74,9	76,5	85,6

In jüngster Zeit ist diese Untersuchung von MOLL, BURGER und VAN DER BILT[3]) mit Hilfe eines Monochromators und eines MOLLschen Linear-Vakuum-Thermoelementes auf dem Gornergrat (bei Zermatt) in einer Höhe von 3100 m über dem Meeresspiegel wieder aufgenommen worden. Die Kurven der Helligkeitsverteilung, die sich über einen Spektralbereich von 450 bis 1500 $\mu\mu$ erstrecken, dürften heute wohl die besten existierenden Werte darstellen und sind in der Abb. 1 wiedergegeben.

Für das ultraviolette Spektralgebiet, das in den übrigen Untersuchungen fehlt, haben SCHWARZSCHILD und VILLIGER[4]) in dem Gebiet zwischen 320 und 325 $\mu\mu$ den Helligkeitsabfall untersucht; ihre Messungen sind in der Tabelle 3 enthalten.

[1]) H. C. VOGEL, Berl. Ber. 1877, S. 104.
[2]) F. W. VERY, Astrophys. Journ. Bd. 16, S. 73. 1902.
[3]) W. J. H. MOLL, H. C. BURGER u. VAN DER BILT, Bull. of the Astr. Instr. of the Netherlands Bd. 3, Nr. 91. 1925.
[4]) K. SCHWARZSCHILD u. S. VILLIGER, Phys. ZS. Bd. 6, S. 737. 1905 u. Astrophys. Journ. Bd. 23, S. 284. 1906.

Die Lichtabnahme von der Mitte nach dem Rande hin wächst demnach gegen das kurzwellige Ende des Spektrums hin nicht in dem gleichen Maße weiter, als man es nach den Messungen im sichtbaren Spektralgebiet erwarten sollte.

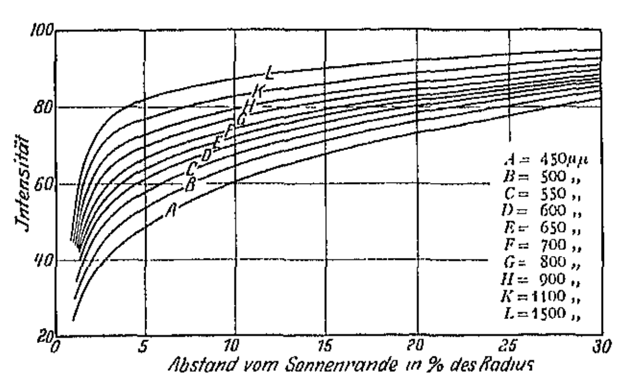


Abb. 1. Energieverteilung zwischen 450 μμ und 1500 μμ vom Sonnenrande über 30% des Sonnenradius. (Bull. of the Astr. Inst. of the Netherlands III, Nr 91, S 88.)

Tabelle 3.
Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe nach SCHWARZSCHILD und VILLIGER.

Abstand von der Sonnenmitte	320—325 μμ
0,000	100,0
0,267	93,8
0,533	84,1
0,733	70,2
0,867	54,4
0,933	42,2
0,967	33,5
0,980	29,2
0,987	26,1
0,993	21,4
0,997	17,8

b) Granulation. In Wahrheit ist die Oberflache der Photosphäre keine gleichmäßig leuchtende Fläche, sondern sie zeigt bei stärkerer Vergrößerung eine gewisse Struktur, ein körniges Aussehen, das man als Granulation bezeichnet; sehr schön läßt sich z. B. diese Granulation auf den photographischen Aufnahmen von JANSSEN erkennen.

Die Granulation besteht ihrem Wesen nach aus kleinen hellen, haufig perlschnurartig aufgereihten Körnern von 1″ bis 2″ Durchmesser, zwischen denen sich größere dunkle Zwischenräume befinden. Über die Form der hellen Elemente gehen die Beschreibungen der verschiedenen Beobachter stark auseinander; nach den Untersuchungen von CHEVALIER[1]) zeigen sich die einzelnen Elemente der Graunlation bei schnell hintereinander aufgenommenen Photographien in steter Bewegung.

Aus einer Reihe Aufnahmen in kurzen Intervallen findet CHEVALIER, daß nach 1 bis $1^1/_2$ Minuten die meisten Körner nahezu unverändert sind und vollkommen identifiziert werden können; nach 2 Minuten sind noch einzelne Körner sicher wiederzuerkennen, nach 7 Minuten sind noch einige Andeutungen einer ähnlichen Gruppierung vorhanden, nach 10 Minuten ist alles vollstandig verändert. Aber immer, auch bei den kurzesten erreichbaren Intervallen zweier aufeinanderfolgender Aufnahmen, sind Änderungen der Gestalt, der Helligkeit und der relativen Lage der Körner zu beobachten. Die Geschwindigkeit der Körner schwankt zwischen 1 und 30 km pro Sekunde. Die Granulation ist besonders deutlich zu beobachten in der Nähe des Sonnenrandes und in der Nachbarschaft der sogenannten Sonnenflecken.

c) Sonnenflecken und Fackeln. Auf der Sonnenoberfläche treten haufig größere oder kleinere dunkle Gebilde auf, die Sonnenflecken. Trotzdem diese häufig Dimensionen erreichen, daß sie selbst dem unbewaffneten Auge erkennbar sein müßten, finden sich aus der Zeit vor der Erfindung des Fernrohres nur ganz vereinzelte Andeutungen in der Literatur, die man auf die Beobachtung derartiger Gebilde beziehen könnte, dagegen wurde ihre Existenz direkt nach der Erfindung des Fernrohres einwandfrei festgestellt, und zwar streiten sich drei Forscher um die Priorität dieser Entdeckung; FABRIZIUS, GALILEI und

[1]) CH. CHEVALIER, Astrophys. Journ. Bd. 27, S. 12. 1908.

CHR. SCHEINER. Nachdem er sie zuerst für Planeten gehalten hatte, erkannte GALILEI die solare Natur dieser Erscheinungen aus ihren Bewegungen und leitete daraus eine Rotationszeit der Sonne von ungefähr 25 Tagen ab.

Die Sonnenflecken sind sehr verschieden in bezug auf Größe, Form und Lebensdauer; während kleinere Flecken häufig bereits wenige Stunden nach ihrem Erscheinen vergehen, halten sich andere mehrere Monate lang. Die mittlere Lebensdauer eines größeren Sonnenflecks beträgt nach CORTIE etwa 2 Monate.

In der Darstellung der Gestalt der Sonnenflecken scheint die subjektive Auffassung eine besonders große Rolle zu spielen, da Zeichnungen des gleichen Fleckes von verschiedenen Beobachtern häufig ein völlig verschiedenes Aussehen zeigen.

Meist treten die Sonnenflecken in größeren oder kleineren Gruppen auf und zeigen häufig recht unregelmäßige Gestalt; für gewöhnlich ist in derartigen Gruppen der vorausgehende (westliche) Fleck der größere. Alleinstehende Flecken zeigen meist mehr oder weniger vollkommene Kreisform, sind stabiler als die Gruppenglieder und lassen am deutlichsten die charakteristischen Merkmale der Sonnenflecken erkennen.

Im allgemeinen zeigen die Sonnenflecken die folgenden typischen Teile: In der Mitte den dunklen Kernschatten (Umbra), der umgeben ist von einem etwas helleren Hof, dem Halbschatten (Penumbra). Bei gelegentlichen Merkurdurchgängen zeigte sich die Merkurscheibe vor der Sonne wesentlich dunkler als die Kernschatten einiger in der Nähe stehender Sonnenflecken; und da die Merkurscheibe vor der Sonne infolge der Erhellung der Erdatmosphäre in der Nähe der Sonne mindestens eine Helligkeit besitzen muß, die nur etwa 4 bis 5 Größenklassen geringer ist als diejenige der Photosphäre (Intensitätsverhältnis 0,01 bis 0,02), so folgt daraus, daß die Flecken selbst in dem Kernschatten noch eine erhebliche Intensität besitzen und nur infolge des Kontrastes gegen die benachbarte Photosphäre so dunkel erscheinen. Messungen von ROSENBERG[1]) mit einem Flächenphotometer an einer Anzahl größerer Flecken ergaben die Intensität des Kernschattens im Mittel um 1,2 Größenklassen (Kern/Photosphäre = 0,33) und die der Penumbra um 0,3 Größenklassen (Penumbra/Photosphäre = 0,76) geringer als diejenige benachbarter Photosphärenstellen. In verhältnismäßig guter Übereinstimmung sind hiermit die Messungen der Wärmestrahlung der Flecken, die nach LANGLEY[2]) für den Kern im Mittel 0,54, für den Hof 0,85 der normalen Photosphären-Energie ergeben, während WILSON[3]) für das Verhältnis Kern/Photosphäre 0,292 und FROST[4]) 0,85 gefunden haben.

Die von A. WILSON aus der perspektivischen Verkürzung der Flecken bei ihrer Wanderung über die Sonnenscheibe gefolgerte trichterförmige Vertiefung der Flecken zeigt sich nach WARREN DE LA RUE und STEWART und LOEWY nur bei etwa 75% der untersuchten Flecken, während die übrigen den Effekt entweder gar nicht oder sogar im entgegengesetzten Sinne zeigen. Die Frage nach dem Niveau der Sonnenflecken bezogen, auf die Photosphäre, muß daher vorläufig noch als unentschieden betrachtet werden.

Das Vorkommen der Sonnenflecken ist auf die Zone ±30° heliographischer Breite beschränkt, und zwar ist hier wieder die eigentliche Äquatorzone zwischen ±5° verhältnismäßig schwach besetzt; in hohen Breiten werden Flecken niemals beobachtet. Die Feststellungen von STEPHANI[5]), daß von den größeren Flecken

---

[1]) H. ROSENBERG, Vierteljschr. d. Astr. Ges. Bd. 59, S. 137. 1924.
[2]) S. P. LANGLEY, Month. Not. Bd. 37, S. 5. 1876.
[3]) W. E. WILSON, Observatory Bd. 16, S. 320. 1893.
[4]) E. B FROST, Astron. Nachr. Bd. 130, S. 129. 1892.
[5]) J. STEPHANI, Astron. Nachr. Bd. 189, S. 205. 1911.

etwa 90% auf der der Erde abgewandten Seite der Sonne entstehen, und von MRS. MAUNDER[1]), daß auf der östlichen Hälfte der Sonnenscheibe viel mehr Flecken erscheinen als auf der westlichen, bedürfen noch der Bestätigung.

Häufig beobachtet man in der Nachbarschaft der Sonnenflecken, besonders wenn sie in der Nähe des Sonnenrandes stehen, Gebilde vermehrter Helligkeit, die sich gleich hellen Lichtwellen oder Lichtadern über größere Teile der Sonnenfläche hinziehen, die Sonnenfackeln. In ihren feinsten Ausläufern breiten sie sich netzartig über die Photosphäre aus und besitzen hier eine der Granulation ähnliche Struktur. Während aber in der Nähe eines Sonnenfleckes fast stets eine oder mehrere Fackeln zu sehen sind, befinden sich nicht stets in der Nähe von Fackeln auch Sonnenflecke, wie bereits aus der Tatsache hervorgeht, daß die Fackeln auch in hohen heliographischen Breiten bis zu den Sonnenpolen hin gelegentlich beobachtet werden.

Zahl und Größe der Sonnenflecken sind großen Schwankungen im Laufe der Zeit unterworfen, und zwar nicht nur von Tag zu Tag, sondern auch im Durchschnitt von Monat zu Monat und von Jahr zu Jahr. Schon im Jahre 1776 hatte HORREBOW die Vermutung ausgesprochen, daß diese Schwankungen periodischer Natur seien; diese Annahme hat inzwischen ihre volle Bestätigung gefunden. Ordnet man die Zahlen, welche angeben, wieviel Millionteł der sichtbaren Sonnenoberfläche gleichzeitig von Flecken bedeckt sind (Relativzahlen), nach der Zeit, so ergibt sich eine Periode der Fleckenhäufigkeit von 11,12 Jahren; die Zeit vom Minimum zum Maximum beträgt im Mittel 4,5 Jahre, die vom Maximum zum folgenden Minimum im Mittel 6,6 Jahre. Die Fleckenhäufigkeitskurve ist also unsymmetrisch. Im einzelnen ist der Verlauf der Erscheinung ein sehr verwickelter; es hat den Anschein, als ob sich hier eine ganze Reihe verschiedener Perioden überlagern.

A. SCHUSTER[2]) hat den Versuch gemacht, die Kurve durch harmonische Analyse in eine Reihe einfacher Sinusschwingungen zu zerlegen. Er findet eine ganze Reihe sich überlagernder Perioden, von denen jedoch nur drei mit einer Periodendauer von 11,124, 8,36 und 4,8 Jahren verbürgt erscheinen. Die Zahlen dieser drei Perioden verhalten sich sehr nahe wie 3 : 4 : 7. Denn es ist

$$\begin{aligned} {}^1/_3 \cdot 33{,}375 &= 11{,}125 \\ {}^1/_4 \cdot 33{,}375 &= 8{,}344 \\ {}^1/_7 \cdot 33{,}375 &= 4{,}768 \end{aligned}$$

Diese drei Perioden können demnach als Subperioden derselben größeren Periode von 33,375 Jahren aufgefaßt werden. Ob diesen Zahlenrelationen eine physikalische Bedeutung zukommt, ist fraglich, da die Ursache der Veränderlichkeit der Fleckenhäufigkeit bis heute noch nicht geklärt ist, und alle Versuche, diese Schwankungen mit den Umlaufszeiten bzw. Stellungen der großen Planeten in Beziehung zu bringen, bisher als mißglückt angesehen werden müssen. Es steht sogar die Entscheidung noch aus, ob die Strahlungsenergie der Sonne ähnliche Schwankungen zeigt, wie die Fleckenhäufigkeit, und ob man bei einem Fleckenmaximum mit einer vermehrten oder verminderten Gesamtstrahlung der Sonne zu rechnen hat. Dies ist besonders deshalb zu bedauern, da gewisse irdische Erscheinungen mit der Fleckenhäufigkeitsperiode der Sonne eng verknüpft zu sein scheinen, so in erster Linie die Schwankungen des Erdmagnetismus, von denen die folgende graphische Darstellung (Abb. 2) eine Vorstellung gibt. Ein ähnliches Gesetz befolgt auch die Häufigkeit der Nordlichterscheinungen.

[1]) E. W. MAUNDER, Month. Not. Bd. 67, S. 451. 1907.

[2]) A. SCHUSTER, Proc. Roy. Soc. London Bd. 77, S. 136. 1905 u. Phil. Trans. Bd. 206, S. 69. 1906.

Nicht nur die Zahl und die Größe der Flecken folgt dieser 11jährigen Periode, sondern auch die Lage und Verteilung der Sonnenflecken auf der Sonnenoberfläche steht in deutlichem Zusammenhange damit. Die mittlere heliographische Breite der Flecken nimmt von einem Minimum zum nächsten allmählich ab.

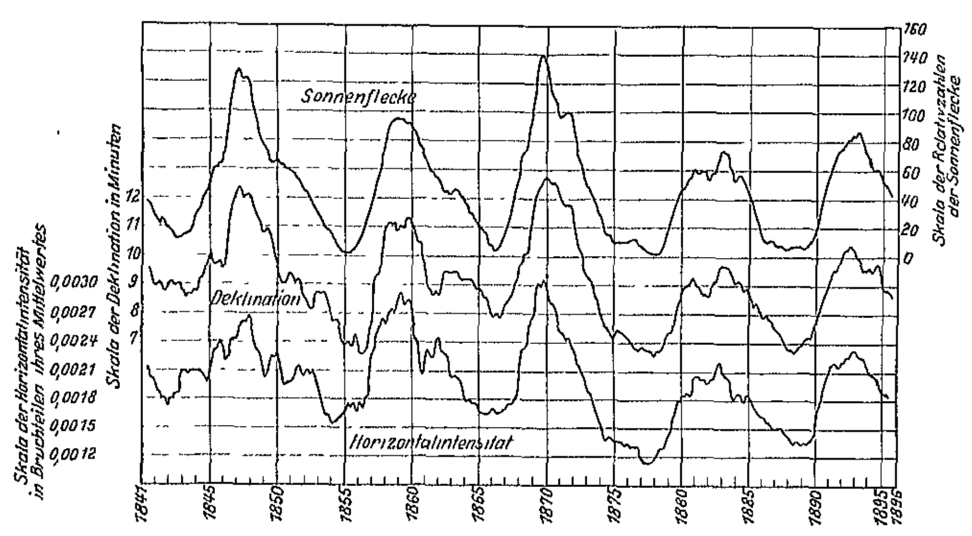


Abb. 2. Kurven der Fleckenhäufigkeit und der erdmagnetischen Schwankungen.

Kurz vor Eintritt eines neuen Minimums pflegen eine größere Anzahl Flecken in einer Breite von ca. ±30° aufzutreten, und diese Zone maximaler Fleckenhäufung verschiebt sich bis zum nächsten Minimum immer weiter nach niedrigeren Breiten, bis die Flecken bei einer Breite von ±3° allmählich verschwinden, während gleichzeitig die Neubildung einer Fleckenzone in den höheren Breiten erfolgt. Dieses Verhalten der Fleckenwanderung ist nach den Beobachtungen von SPÖRER[1]) aus den Jahren 1854 bis 1880 in der folgenden Abb. 3 graphisch dargestellt

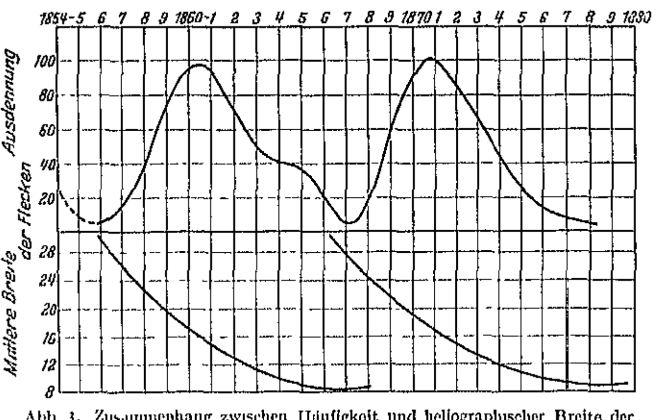


Abb. 3. Zusammenhang zwischen Häufigkeit und heliographischer Breite der Sonnenflecken.

d) Rotation der Sonne. Schon GALILEI hatte aus Beobachtungen der Fleckenbewegungen auf eine Rotationszeit der Sonne von etwa 25 Tagen und auf eine Neigung des Sonnenäquators gegen die Ekliptik von 6°5 bis 7°5 geschlossen. Die Beobachtungen späterer Forscher lieferten zum Teil voneinander abweichende Resultate und ergaben für die Rotationszeit der Sonne Werte, die zwischen 25 und 27 Tagen schwankten. Erst in der Mitte des 19. Jahrhunderts gelang der Nachweis, daß man bei der Sonne von einer bestimmten Rotations-

[1]) G. F. W. SPÖRER, Astron. Nachr. Bd. 96, S. 343. 1880.

dauer überhaupt nicht sprechen darf, sondern, daß diese mit der heliographischen Breite variabel ist. Da die Sonnenflecken in höheren Breiten als $\pm 30°$ nicht vorkommen, so bezogen sich diese Resultate zunächst nur auf einen Gürtel zwischen diesen Grenzen. Ordnet man die Rotationsdauer nach der heliographischen Breite, so beträgt die Umdrehungszeit U (vgl. Tabelle 4):

Tabelle 4. Umdrehungszeit der Sonne

φ	U
0°	25,0 Tage
10	25,2 „
20	25,7 „
30	26,5 „
40	27,4 „

Beobachtungen von BELOPOLSKY[1]) und STRATONOFF[2]) an Sonnenfackeln bestätigen diese Resultate.

Die Umdrehungszeit der Sonne auch in höheren Breiten zu bestimmen, gelang erst mit Hilfe des DOPPLERschen Prinzips, indem zwei Stellen gleicher heliographischer Breite des Ost- und Westrandes der Sonne gleichzeitig auf dem Spalt eines Spektrographen abgebildet wurden. Neuerdings kommt noch eine vierte Methode zur Bestimmung der Rotationsdauer der Sonne zur Anwendung, bei der die Umdrehungsgeschwindigkeit aus den Bewegungen der spektroheliographischen Aufnahmen (s. weiter unten) der Kalzium- und Wasserstoff-Flocken abgeleitet wird. Die Übereinstimmung der nach den verschiedenen Methoden gewonnenen Resultate ist eine durchaus befriedigende, wie die folgende Tabelle 5 erkennen laßt.

Tabelle 5. Umdrehungsgeschwindigkeit der Sonne.

φ Heliograph. Breite	ξ Flecken	Fackeln	Kalziumflocken	DOPPLERsch. Prinzip	Mittelwert	U Rot.-Zeit
0— 5°	14,40°	14,62°	14,54°	14,70°	14,57°	24,7 d
5—10	14,35	14,61	14,41	14,58	14,49	24,8
10—15	14,25	14,31	14,30	14,43	14,32	25,1
15—20	14,13	14,18	14,13	14,23	14,17	25,4
20—25	13,98	14,19	13,99	14,00	14,04	25,7
25—30	13,80	14,08	13,97	13,72	13,89	25,9
30—35	13,60	13,60	13,75	13,43	13,59	26,5
35—40				13,16	13,16	27,3
40—45				12,91	12,91	27,9
45—50				12,66	12,66	28,4
50—55				12,44	12,44	28,9
55—60				12,24	12,24	29,4
60—65				12,08	12,08	29,8
65—70				11,95	11,95	30,1
70—75				11,86	11,86	30,3
75—80				11,80	11,80	30,5
80				11,78	11,78	30,6

Als Maß der Rotationsgeschwindigkeit ist hier der im Laufe eines Tages zurückgelegte Drehungswinkel ξ in seiner Abhängigkeit von der heliographischen Breite φ angegeben. Die Tabelle enthält der Reihe nach: die heliographische Breite, die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne aus den Bewegungen der Flecken, der Fackeln, der Kalziumflocken und nach dem DOPPLERschen Prinzip, das Mittel aus diesen vier Reihen und die daraus abgeleitete Umdrehungszeit.

Eine besondere Rolle scheint in bezug auf die Sonnenrotation der **Wasserstoff** zu spielen. Während die in der Tabelle 5 angegebenen Zahlen der Kolumne 5 aus den Linien einer Anzahl verschiedener Elemente mit Ausschluß des Wasserstoffs abgeleitet sind, ergeben die Messungen aus den Wasserstofflinien allein

[1]) A. A. BELOPOLSKY, Astronomy and Astrophysics Bd. 12, S. 632. 1893.
[2]) W. W. STRATONOFF, Astron. Nachr. Bd. 137, S. 165. 1895.

für alle Breiten eine **konstante Umdrehungszeit** von im Mittel $\xi = 15°6$[1]; in guter Übereinstimmung damit sind die Untersuchungen HALES[2]), der aus den Bewegungen der Wasserstoff-Flocken ebenfalls eine über die ganze Sonnenscheibe konstante Umdrehungsgeschwindigkeit von im Mittel $\xi = 14°6$ ableitet. ADAMS und HALE führen diese bemerkenswerte Erscheinung darauf zurück, daß die umkehrende Wasserstoffschicht in einem höheren Niveau liegt als die der übrigen Elemente.

5. Die Erscheinungen am Sonnenrande. Die lichtschwachen Erscheinungen der Sonnenatmosphäre lassen sich für gewöhnlich nicht direkt beobachten, da sie durch das erheblich stärkere Photosphärenlicht und die von diesem erhellte Erdatmosphäre vollständig überstrahlt werdeo. Nur die seltenen Erscheinungen der **totalen Sonnenfinsternisse** bieten die Gelegenheit, während einiger Sekunden oder Minuten (im günstigsten Falle 7 Minuten) die hier vorhandenen Phänomene zu beobachten.

Bis zu dem Moment, in dem auch die letzte schmale Sichel der Photosphäre durch den an der Sonne vorüberziehenden Mond verdeckt wird, entziehen sich die Erscheinungen des äußersten Sonnenrandes noch der Beobachtung. In dem Augenblick aber, wo auch der letzte direkte Sonnenstrahl erlischt und auch fast die gesamte von dem Beobachtungsort aus sichtbare Erdatmosphäre in den Schattenkegel des Mondes tritt, zeigt sich die tiefschwarze Mondscheibe umgeben von einem in mildem, silbrigem Licht leuchtenden Strahlenkranze von häufig phantastischer Gestalt, der **Korona**, und eng um die Mondkontur schließt sich ein schmaler, in hellem roten Licht leuchtender Gürtel, die **Chromosphäre**, aus der gleich feurigen Zungen seltsame flammenartige Gebilde, die **Protuberanzen**, sich bis zu großen Höhen erheben.

Die Korona, deren Gestalt von Finsternis zu Finsternis starken Wandlungen unterworfen ist, zeigt eine von innen nach außen schnell abnehmende Flächenhelligkeit und erstreckt sich in einigen Richtungen bis in Entfernungen, welche den Sonnendurchmesser erheblich übertreffen können. Wegen des großen Intensitätsgefälles zwischen den inneren und äußeren Teilen der Korona ist es unmöglich, den Eindruck, den die Korona auf das Auge macht, mittels einer einzigen Aufnahme wiederzugeben, sondern das visuelle „Gleichzeitig" läßt sich photographisch nur durch verschiedene Aufnahmen wiedergeben, sei es mit einem Objektiv bei verschiedenen Expositionszeiten, sei es mit Objektiven verschiedenen Öffnungsverhältnisses bei gleichen Belichtungszeiten.

Die Struktur der Korona weist ebenfalls gewisse Beziehungen zu der Fleckentätigkeit der Sonne auf: Zur Zeit eines Fleckenminimums ist die Korona besonders ausgedehnt in der Richtung des Sonnenäquators und besitzt meist fächerförmige, gekrümmte Ausstrahlungen in der Nähe der Sonnenpole. In den Zeiten des Fleckenminimums ist die Korona gleichmäßiger, von fast runder Gestalt, zeigt aber bei näherer Betrachtung eine große Anzahl unregelmäßiger kleinerer Ausstrahlungen nach allen Seiten hin.

Die Gesamthelligkeit der Korona entspricht etwa der halben Vollmondshelligkeit oder rund $1 \cdot 10^{-6}$ der Sonnenhelligkeit; das sind $21{,}4 \cdot 10^{-7}$ cal·cm^{-2}·min^{-1}. Die Flächenhelligkeit der Korona ist dicht neben der Sonne ungefähr 1,4mal so groß wie die Flächenhelligkeit des Vollmondes. Etwa die Hälfte des gesamten Koronalichtes entstammt dem innersten, nur 3′ breiten Ring um die Sonne[3]).

Das Licht der Korona ist polarisiert, und zwar geht die Polarisationsebene durch den Mittelpunkt der Sonne hindurch; nach den Ergebnissen verschiedener

---

[1]) W. S. ADAMS, Astrophys. Journ. Bd. 27, S 213. 1908.
[2]) G. E. HALE, Astrophys. Journ. Bd 27, S. 219. 1908.
[3]) E. PETTIT und S. B. NICHOLSON, Astrophys. Journ. Bd. 62, S. 202. 1925.

Beobachter ist die Polarisation der Korona in größeren Entfernungen von der Sonne kräftiger als in der Nähe des Sonnenrandes. Die verschiedenen Versuche, die Korona auch außerhalb der Zeiten totaler Sonnenfinsternisse zu photographieren, müssen bisher als fehlgeschlagen bezeichnet werden.

Die Chromosphäre ist trotz ihrer abweichenden Färbung nicht immer scharf von den Erscheinungen der Korona zu trennen, solange keine besonderen Hilfsapparate (Spektroskop) zur Anwendung gelangen, sondern sie geht mit ihren kleineren und größeren Erhebungen und den aus ihr emporschießenden Protuberanzen weit in die Koronaregion hinein, so daß es oft unmöglich ist, zu unterscheiden, ob eine beobachtete Erscheinung in der Korona oder in der Chromosphäre ihren Ursprung hat. Bei starker Vergrößerung sieht die ganze Chromosphäre aus, als wäre sie ein Gewirr spitzer kleiner Flammen; ihre scheinbare Höhe schwankt zwischen 10″ und 15″, was einer Mächtigkeit von 7000 bis 11000 km entspricht.

Die Protuberanzen teilt man unter Berücksichtigung ihres Bewegungszustandes in ruhende und eruptive Protuberanzen ein; ihrer Gestalt nach haben sich eine große Anzahl von Bezeichnungen eingebürgert, wie Haufen-, Nebel-, Strahlen-, Rauch-, Säulenprotuberanzen usw., denen aber ihres rein deskriptiven Charakters wegen eine physikalische Bedeutung nicht zukommt. Die Protuberanzen erreichen teilweise ganz gewaltige Höhen; eine der größten bisher beobachteten Protuberanzen erhob sich 4′ 6″ über den Sonnenrand, was etwa 180000 km entspricht.

Seitdem eine spektroskopische Methode gefunden ist, die Chromosphäre und die Protuberanzen auch ohne totale Sonnenfinsternisse zu beobachten (s. unten), hat man die Formänderungen und Bewegungen der Protuberanzen eingehend studieren können. Geschwindigkeiten von 100 bis 200 km in der Sekunde sind nichts Seltenes, und verschiedene Beobachter haben bei eruptiven Protuberanzen Geschwindigkeiten bis zu 800 km gemessen.

Die Protuberanzen verteilen sich ziemlich gleichmäßig über den ganzen Sonnenrand mit einem nur wenig ausgeprägten Minimum in der Äquatorzone und zwei etwas stärker ausgeprägten Minimis in den Zonen zwischen 50° und 60° heliographischer Breite. In bezug auf die zeitliche Häufigkeit und Ausdehnung schmiegen sich die Protuberanzenerscheinungen zwanglos der 11jährigen Fleckenhäufigkeits-Periode an.

6. Spektroskopie der Sonne. a) Das Gesamtspektrum der Sonne. Richtet man den Spalt eines Spektralapparates direkt auf die Sonne, so erhält man ein mittleres, gemischtes Spektrum des Sonnenlichtes, das von allen unter 2 bis 5 beschriebenen Erscheinungen im Verhältnis ihrer Intensitäten gleichzeitig erzeugt ist und teilweise noch durch Absorptionseffekte in unserer Erdatmosphäre überlagert wird.

Dieses Spektrum besteht im wesentlichen aus zwei Teilen: einem kontinuierlichen Untergrund, der in erster Näherung die Intensitätsverteilung eines schwarzen Strahlers bestimmter Temperatur besitzt, und zweitens einer großen Zahl von dunklen Absorptionslinien, den FRAUNHOFERschen Linien. Die Energieverteilung im Normalspektrum der Sonne nach Messungen von LANGLEY[1]) gibt die folgende Abb. 4 in stark verkleinertem Maßstab wieder.

Im Jahre 1900 hat LANGLEY[2]) die infrarote Sonnenstrahlung mit einem Spektralbolometer bis zu 5,3 μ messen können. Längere Wellen, nach denen

[1]) S. P. LANGLEY, Wied. Ann. Bd 19, S. 226 u. 384. 1883; ebenda Bd. 22, S. 598. 1884.

[2]) S. P. LANGLEY, Ann. of the Astrophys. Obs. of Smithsonian Inst. Bd 1. 1900 u. Phil. Mag. Bd 2, S. 119. 1901.

seither verschiedentlich gesucht worden ist[1]), haben sich im Sonnenspektrum nicht nachweisen lassen. Da diese Strahlen in der Strahlung sehr viel weniger hochtemperierter Körper als der Sonne, vorhanden sind, dieselben aber andererseits von Wasserdampf und Kohlensäure stark absorbiert werden, so kann kein Zweifel darüber bestehen, daß der Energiekurve der Sonne im Ultrarot durch

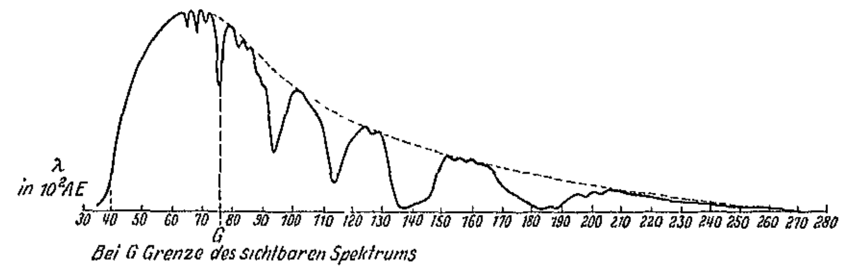


Abb 1. Normalspektrum der Sonne

Absorption in der Erdatmosphäre, die an den genannten Gasen und Dämpfen reich ist, ein vorzeitiges Ende bereitet wird, ebenso wie der steile Abfall im Ultraviolett des Sonnenspektrums durch den Ozon in der Erdatmosphäre verursacht wird.

Die bis jetzt vollkommensten Darstellungen des Sonnenspektrums sind von ROWLAND und von HIGGS gegeben worden. Das ROWLANDsche mit einem Konkavgitter aufgenommene Sonnenspektrum von 2980 bis 7330 Å besitzt eine Länge von etwa 13 m und enthält nahezu 20000 Linien, deren Lage von ROWLAND mit großer Sorgfalt ausgemessen worden ist; eine Tafel der gemessenen Wellenlängen hat ROWLAND veröffentlicht[2]). Sie bildet auch heute noch die Grundlage für fast alle spektroskopischen Untersuchungen an der Sonne. Das folgende Verzeichnis enthält diejenigen Elemente, deren Vorhandensein auf der Sonne mit Sicherheit festgestellt ist; ihre Reihenfolge entspricht der Anzahl der Linien, deren Koinzidenz mit Sonnenlinien erkannt wurde.

Sicher vorhandene Elemente.

Fe, Ni, Ti, Mn, Cr, Co, C, V, Zr, Ce, Ca, Nd, Sc, La, Yt, Nb, Mo, Pd, Mg, Na, Si, H, Sr, Ba, Al, Cd, Rh, Er, Zn, Cu, Ag, Be, Ge, Sn, Pb, K, He, Ga, O.

Als zweifelhaft sind die folgenden Elemente auf der Sonne zu betrachten:

Zweifelhafte Elemente.

Ir, Os, Pt, Ru, Ta, Th, W, U, Li, Br, Cl, J, Fl, Bi, Te, In, Tl, Hg, Ho, Tb, Yb, A, Ne.

Nicht auf der Sonne nachzuweisen waren bisher die folgenden Elemente:

Nicht nachweisbare Elemente.

Sb, As, B, N, Cs, Au, Kr, P, Rb, Se, S, Tm, Pr, Ra, X.

Das Fehlen von Linien eines Elementes in dem Spektrum des Gasgemisches, welches die Sonne darstellt, ist jedoch kein Beweis dafür, daß das betreffende

[1]) Vgl. H. RUBENS u. E. ASCHKINASS, Wied. Ann. Bd. 64, S. 584. 1897; E. NICHOLS, Astrophys. Journ. Bd. 26, S. 231. 1907; J. WILSING u. J. SCHEINER, Astron. Nachr. Bd. 142, S. 17. 1896; CH. NORDMANN, C. R. Bd. 134, S. 273 1902.

[2]) H. A ROWLAND, Preliminary Table of Solar Spectrum Wavelengths. Astrophys. Journ. Bd. 1 bis 5. 1895--1897.

Element in der Sonne wirklich fehlt[1]). Andererseits enthält das Sonnenspektrum auch eine große Zahl bis jetzt nicht identifizierter Linien, die voraussichtlich ebenfalls bekannten Elementen zuzuordnen sein werden, aber vielleicht in Anregungszuständen, die im Laboratorium des Physikers bisher nicht nachgeahmt werden konnten.

Die Wellenlängen der ROWLANDschen Skala erscheinen, bezogen auf das internationale System der Wellenlängen bis zu einigen Zehnteln einer Angströmeinheit verfälscht. Die Reduktion von ROWLAND auf das internationale System wird nach den Untersuchungen von FABRY und PEROT[2]) und von HARTMANN[3]) durch die Kurve der folgenden Abb. 5 dargestellt.

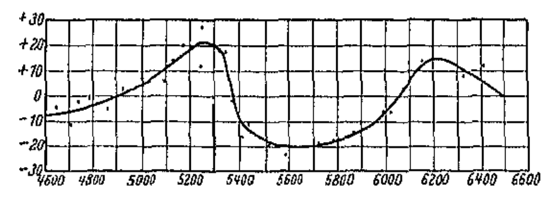


Abb. 5. Reduktionskurve des Rowlandschen auf das internationale Wellenlängensystem. (Astrophys. Journ. Bd. 18, S. 167. 1903.)

Eine Anzahl von Linien im Sonnenspektrum sind tellurischen Ursprungs. Sie lassen sich entweder mit Hilfe des DOPPLERschen Prinzips nachweisen, da die atmosphärischen Linien bei der Rotation der Sonne keine Verschiebung erleiden, oder auch durch Vergleich von Sonnenaufnahmen bei großen und kleinen Zenitdistanzen, da hier nur die Atmosphärenlinien ihre Intensität gegen die übrigen ändern.

Die FRAUNHOFERschen Linien des mittleren Sonnenspektrums fallen im allgemeinen nicht streng mit den entsprechenden Linien des Bogen- oder Funkenspektrums zusammen. Ganz abgesehen davon, daß alle Sonnenlinien infolge des Dopplereffektes durch Rotation der Sonne eine Verbreiterung erfahren, und auch je nach der Tageszeit, zu der sie aufgenommen werden, eine Dopplerverschiebung infolge der Erdrotation aufweisen müssen, hat sich in der letzten Zeit herausgestellt, daß die meisten der Sonnenlinien gegen die irdischen Vergleichslinien nach Rot verschoben sind, und zwar um Beträge, die zwischen 0,000 und 0,010 Å für die verschiedenen Linien variieren.

Für die Erklärung dieser allgemeinen Rotverschiebung können verschiedene Ursachen in Betracht kommen.

Die Untersuchungen von HUMPHREYS[4]), DUFFIELD[5]) und KING[6]) haben gezeigt, daß im Lichtbogenspektrum die meisten Linien eine dem Druck proportionale Verschiebung nach dem Rot erfahren, deren Größe für verschiedene Elemente und auch für verschiedene Linien des gleichen Elementes zwischen 0,001 und 0,013 Å pro Atmosphäre Überdruck variiert. Würde man die Rotverschiebung im mittleren Spektrum der Sonne allein auf diese Ursache zurückführen, so würde sich der mittlere Druck in der umkehrenden Schicht der Sonne auf 5 bis 6 Atm. berechnen.

Die anomale Dispersion verursacht nach JULIUS[7]) ebenfalls Linienverschiebungen, die zum Teil auf Brechung, zum Teil auf Diffusion beruhen. Brechungs- und Diffusionseffekte sind durchweg größer auf der roten als auf der violetten

[1]) Vgl. MEG NAD SAHA, ZS. f. Phys. Bd. 6, S. 40. 1921.
[2]) CH. FABRY u. J. PERROT, Astrophys. Journ. Bd. 15, S. 261. 1902.
[3]) J. HARTMANN, Astrophys. Journ. Bd. 18, S. 167. 1903.
[4]) W. J. HUMPHREYS, Astrophys. Journ. Bd. 22, S. 217. 1905.
[5]) W. G. DUFFIELD, Rep. of the British Association 1906, S. 481 u. Phil. Trans. Bd. 208, S. 111. 1908.
[6]) A. S. KING, Astrophys. Journ. Bd. 34, S. 37. 1911; Bd. 35, S. 183. 1912.
[7]) W. H. JULIUS, Phys. ZS. Bd. 12, S. 337 u. 676. 1911 u. Versl. Akad. Amsterdam Bd. 22, S. 1243. 1914.

Seite einer Absorptionslinie. Die daraus resultierende scheinbare Linienverschiebung, auf deren Theorie näher einzugehen hier zu weit führen würde, berechnet JULIUS zu ungefähr dem Betrage, den die Rotverschiebung auf der Sonne erreicht.

EINSTEIN[1]) hat aus theoretischen Betrachtungen geschlossen, daß die Gravitationspotentialdifferenz zwischen Sonnenoberfläche und Erde eine Wellenlängenvergrößerung $\lambda' - \lambda = \frac{\lambda \cdot \Phi}{c^2}$ bedingt. Für die Wellenlänge 5000 Å würde hieraus eine Rotverschiebung von 0,010 Å folgen, die Verschiebung müßte für die anderen Wellenlängen der Wellenlänge direkt proportional sein. Diese Voraussetzung scheint nach den bisherigen Beobachtungsergebnissen noch nicht erfüllt zu sein. Wenn der Effekt des EINSTEINschen Ansatzes vorhanden ist, so wird er jedenfalls noch durch andere Wirkungen überdeckt.

Besitzt die Sonne als Ganzes ein magnetisches Feld, so werden die FRAUNHOFERschen Linien durch Zeemaneffekt aufgespalten. Die Komponenten liegen zwar symmetrisch zur normalen Lage der Absorptionslinie; da sie aber verschieden polarisiert sind, so können unter gewissen Beobachtungsbedingungen asymmetrische Effekte, also Linienverschiebungen vorgetäuscht werden. Nach den Untersuchungen von HALE[2]) besitzt die Sonne nun tatsächlich ein allgemeines magnetisches Feld; die magnetischen Pole fallen nahe mit den Umdrehungspolen der Sonne zusammen, die Größe des Feldes beträgt an den Polen schätzungsweise etwa 50 Gauß.

Das kontinuierliche Spektrum der Sonne entspricht in seinem Energieverlauf ungefähr demjenigen eines schwarzen Körpers. Dieser Energieverlauf wird aber verfälscht durch eine mit abnehmender Wellenlänge kontinuierlich wachsende Extinktion in unserer Erdatmosphäre, die durch die Zerstreuung des Lichtes an sehr kleinen, in der Atmosphäre suspendierten Teilchen oder, wie Lord RAYLEIGH annimmt, an den Molekülen der Luft selbst hervorgerufen wird.

Die Molekulardiffraktion ist der theoretischen Behandlung direkt zugänglich; der Logarithmus des Betrages der zerstreuten Strahlung nimmt mit der 4. Potenz der abnehmenden Wellenlänge zu. Die Lichtzerstreuung an den größeren Teilchen läßt sich dagegen nur experimentell ermitteln, da die physikalischen Grundlagen zunächst unbekannt sind und mit Beobachtungsort und Luftzustand variieren. Überlagert wird dieser Effekt durch eine selektive Absorption in einzelnen Gasen der Atmosphäre, insbesondere durch Wasserdampf und Kohlensäure im ultraroten und durch Ozon im ultravioletten Teil des Spektrums.

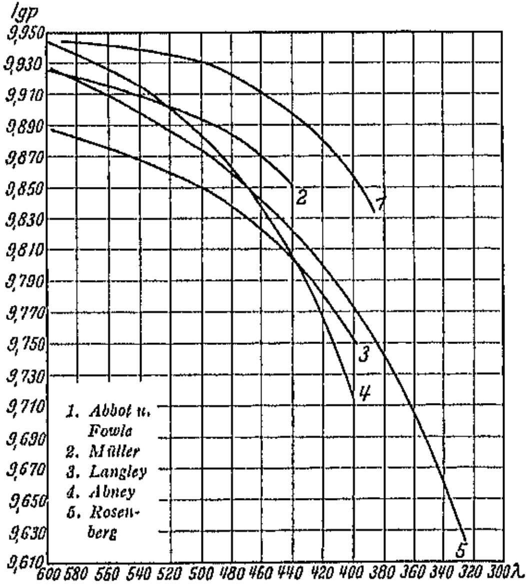


Abb. 6. Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre für Licht verschiedener Wellenlänge. (ROSENBERG, Nova Acta d. Leop. Carol. Akad. C. I. Nr. 2, S. 90. Halle 1914.)

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse verschiedener Forscher in bezug auf den Verlauf

[1]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. Bd. 35, S. 898 1911.
[2]) G. E. HALE, Astrophys. Journ. Bd. 38, S. 27. 1913.

der Extinktion mit der Wellenlänge zeigt die Abb. 6, bei der die Logarithme der Transmissionskoeffizienten unserer Atmosphäre (Logarithmen der prozer tualen Durchlässigkeit der Erdatmosphare für eine Atmosphärendicke) al Funktion der Wellenlänge eingetragen sind.

Während die Beobachtungen von ABNEY durch das RAYLEIGHsche Geset der Molekulardiffraktion befriedigend dargestellt werden, sind die Werte vo ABBOT und FOWLE, MÜLLER und LANGLEY sehr nahe umgekehrt proportion: der 2ten, die von ROSENBERG der 2,7ten Potenz der Wellenlänge.

Die Unsicherheit, welche durch eine unrichtige Berücksichtigung der spek tralen Extinktion in das Problem der Temperaturbestimmung der Sonne herein getragen wird, trägt wohl die größte Schuld, daß die effektive Sonnentemperatu noch mit einer verhältnismäßig großen Unsicherheit behaftet ist. Unte „effektiver" Temperatur der Sonne verstehen die Astronomen die Temperatu eines schwarzen Körpers, der von den gleichen Dimensionen und in der gleiche Entfernung wie die Sonne den gleichen Strahlungseffekt verursachen würde

Die LANGLEYschen spektralbolometrischen Messungen der Sonnenenergi liefern nach VERY[1]) das Maximum der Energiekurve bei 532 $\mu\mu$, während ABBO und FOWLE[2]) dasselbe bei 433 $\mu\mu$ finden. Daraus würde sich nach dem PASCHEN WIENschen Verschiebungsgesetz die effektive Temperatur der Sonne zu 5530 bzw. 6790° folgen. Die aus den optischen spektralphotometrischen Messunge abgeleitete effektive Sonnentemperatur beträgt nach den Messungen von WIL SING und SCHEINER[3]) 5130°, nach NORDMANN[4]) 5320°, während die jüngste Messungen von ABBOT[5]) im Spektralbereich von 0,3 bis 3,0 μ am besten eine schwarzen Strahlung von etwa 6000° entsprechen; das Energiemaximum i dieser Messungsreihe liegt bei 470 $\mu\mu$ und würde für sich allein betrachtet ein Temperatur von 6260° ergeben.

Nahe übereinstimmend mit diesen aus spektralphotometrischen Messunge abgeleiteten Werten der effektiven Sonnentemperatur ist der aus der Gesamt strahlung (Solarkonstante) nach dem STEPHANschen Gesetz ermittelte Wert de Sonnentemperatur, der sich auf 5900° stellt.

Das Energiespektrum der Sonne zeigt demnach einen Verlauf, der nahe mit demjenigen eines schwarzen Strahlers von 6000° zusammenfällt; doch ist dabe zu bedenken, daß die Farbe der Sonnenscheibe gegen den Rand hin kontinuierlich röter wird, und daß wir es bei dem Gesamtspektrum der Sonne auch hie mit einem Mischeffekt zu tun haben.

b) Spektra einzelner Teile der Sonnenscheibe. Bilden wir die verschiedenen Teile der Sonne auf den Spalt eines Spektralapparates ab, so erhalten wir unter Umständen stark voneinander abweichende Ergebnisse.

α) Sonnenmitte und Rand. Über die Änderung des kontinuierlichen Spektrums von der Mitte gegen den Rand hin haben wir uns bereits weiter oben unterrichtet; es folgt daraus, daß die für die Sonnenmitte aus spektralphotometrischen Messungen abgeleitete effektive Sonnentemperatur höher ausfallen würde als für eine Randzone. Ob dieser Deutung aber physikalische Bedeutung zukommen würde, scheint mindestens zweifelhaft, da solare Absorptions- und Diffraktionsvorgänge an dieser Erscheinung beteiligt sein werden.

---

[1]) F. VERY, The Solar Constant. Washington 1901. U. S. Dep. of Agriculture. Weather Bureau.

[2]) C. G. ABBOT u. F. E. FOWLE, Annals of the Astrophys. Obs. of Smithsonian Inst. Bd. 2, S. 106. 1908.

[3]) J. SCHEINER, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Nr. 56. 1909.

[4]) CH. NORDMANN, C. R. Bd. 149, Nr. 23. 1909.

[5]) C. G. ABBOT, Astrophys. Journ. Bd. 34, S. 197. 1911.

Auch die FRAUNHOFERschen Linien zeigen eine Abhängigkeit ihres Aussehens von dem Abstand von der Sonnenmitte, indem viele Linien gegen den Sonnenrand hin kräftiger und breiter werden als im Zentrum.

β) Spektrum der Sonnenflecken. In dem Spektrum des Kernschattens eines Sonnenfleckes erscheint das kontinuierliche Spektrum gegen das der normalen umgebenden Photosphäre geschwächt und das Energiemaximum ist gegen Rot hin verschoben, was auf eine tiefere Temperatur der Flecken hindeutet. Die FRAUNHOFERschen Linien zeigen ebenfalls gegenüber dem Spektrum der Photosphäre ein verändertes Aussehen. Die meisten unter ihnen, speziell solche, die im Bogenspektrum der Elemente auftreten, sind verbreitert oder verstärkt, während umgekehrt die Funkenlinien meist geschwächt sind oder ganz fehlen. Ferner beobachtet man im Fleckenspektrum eine Anzahl Linien und Banden (besonders des Titanoxyds, Magnesium- und Kalziumhydrids), die im Spektrum der Photosphäre fehlen. Diese Tatsache des Auftretens von Verbindungsspektren spricht ebenfalls für eine tiefere Temperatur der Sonnenflecken.

Teilweise zeigen die Linien im Fleckenspektrum und in der unmittelbaren Umgebung der Flecken starke Verschiebungen und lokale Verzerrungen, gelegentlich sieht man in den verbreiterten Linien auch Umkehrungen. Zur Deutung dieser Erscheinungen sind der Dopplereffekt, die anomale Dispersion und der Zeemaneffekt herangezogen worden. Speziell ist es HALE[1]) gelungen, die Existenz des Zeemaneffektes in den Sonnenflecken einwandfrei nachzuweisen; einige doppelte und mehrfache Linien des Eisens, Titans und Chroms zeigen deutliche Polarisation der Komponenten, wie sie in Duplets und Triplets nach dem Zeemaneffekt vorhanden sind. In der Nähe der Sonnenmitte zeigen die Flecken den longitudinalen, in der Nähe des Sonnenrandes den transversalen Zeemaneffekt; die Polarität zweier aufeinander folgender Flecken ist meist entgegengesetzt. Die Größenordnung der Feldstärke leitet HALE zu ungefähr 3000 Gauß ab.

γ) Chromosphären- und Protuberanzenspektrum. Das Spektrum der Chromosphäre und der Protuberanzen besteht aus verhältnismäßig wenigen hellen Linien. Auf dieser Tatsache beruht die obenerwähnte Methode, diese Gebilde auch ohne totale Sonnenfinsternis beobachten zu können, indem durch sehr starke Dispersion bei weit geöffnetem Spalt die Helligkeit des kontinuierlichen Untergrundes so weit abgeschwächt wird, daß sich die monochromatischen Bilder der Chromosphäre und der Protuberanzen, die natürlich bei Vermehrung der Dispersion ungeschwächt bleiben, deutlich von dem geschwächten Untergrunde abheben.

In dem Spektrum der Chromosphäre kann man stets die folgenden 11 Linien beobachten:

Chromosphärenspektrum:

7065,5 He	4861,5 H	3970,2 H
6563,1 H	4471,8 He	3968,6 Ca
5876,0 He	4340,7 H	3933,8 Ca
5316,8 Fe	4101,9 H	

Bei Annäherung an den Rand der Sonne (Photosphäre) wächst die Anzahl der hellen Linien bedeutend. Bei totalen Sonnenfinsternissen zeigen sich im letzten Moment vor der vollständigen Bedeckung der Sonne blitzartig die meisten der FRAUNHOFERschen Linien hell (Flash-Spektrum). Im Jahre 1909 gelang es HALE und ADAMS[2]) durch Anwendung sehr starker Dispersion das Flashspektrum auch außerhalb einer Finsternis zu photographieren und die genaue Koinzidenz der hellen Linien mit den FRAUNHOFERschen Linien des

[1]) G. E. HALE, Astrophys. Journ. Bd 28, S. 315. 1908.
[2]) W. S. ADAMS, Astrophys. Journ. Bd. 30, S. 222. 1909.

Randspektrums festzustellen. Zwischen den Wellenlängen 4491 und 4584 wurd
50 helle Linien, zwischen 5110 und 5197 Å 87 helle Linien photographiert, c
Wellenlangen sämtlicher auf den Mt. Wilsonaufnahmen enthaltenen Flashlini
sind noch nicht publiziert. Das ausführlichste Verzeichnis der bei Gelegenh
totaler Finsternisse gemessener Flashlinien gibt DYSON[1]), das zwischen 3200 u
5900 Å etwa 1200 Chromosphärenlinien enthält, deren Wellenlängen mit ein
Genauigkeit von einigen Hundertstel Angströmeinheiten gemessen sind.

Zwischen dem Spektrum der Protuberanzen und dem der Chromosphä
besteht kein prinzipieller Unterschied. Auch die Protuberanzen weisen hel
Linien auf, die in der Mehrzahl den Elementen Ca, H, He, Ti, Mg, Fe, Sr, Ba, N
Ce, Ni, V, Mn, Cr, Co, Yt, Zn, La angehören; den meisten der in dem Protub
ranzenspektrum sichtbaren hellen Linien entsprechen im Photosphärenspektru
verhältnismäßig breite und verwaschene FRAUNHOFERsche Linien. Viele d
Protuberanzenlinien zeigen große Verschiebungen und Verzerrungen, die a
Dopplereffekt gedeutet auf lokale Geschwindigkeiten bis 800 km pro Sekun
führen wurden, ohne daß dabei eine Reihe anderer Gase in ihrer Ruhe gestö
werden; denn beispielsweise zeigt die starke Chromosphärenlinie 5316,8 Å de
artige Verschiebungen niemals. Daher versucht JULIUS diese Verschiebung
auch hier durch anomale Dispersion zu deuten.

δ) Das Koronaspektrum. Das Spektrum der Korona, das nur bei G
legenheit totaler Sonnenfinsternisse beobachtet werden kann, ist wegen sein
geringen Intensität und wegen der kurzen Zeitdauer, die zu seiner Aufnahme z
Verfügung steht, auch heute noch verhältnismäßig wenig bekannt. Es beste
aus einem kontinuierlichen Untergrund und einer Anzahl heller Linien, dene
im Photosphärenspektrum keine FRAUNHOFERschen Linien entsprechen.

Die Messungen haben für diese hellen Koronalinien die folgenden Welle
längen ergeben: 5303, 4359, 4231, 4086, 3987, 3801, 3643, 3456, 3381, 323
3188, 3170, 3164 Å; die auffälligste dieser Linien ist die grüne Koronalinie b
5303 Å. Ob sie einem bisher unbekannten hypothetischen Element Koroniu
angehört, oder ihre Entstehung einem der bekannten Elemente in unbekannte
Anregungszustand verdankt, steht noch nicht fest.

Nach Untersuchung einer Reihe verschiedener Forscher zeigt das kont
nuierliche Koronaspektrum eine ähnliche Intensitätsverteilung, wie das mittle
Photosphärenspektrum, doch ergeben die meisten der älteren Untersuchungen ein
geringe Verlagerung gegen das rote Ende des Spektrums[2]). Die Untersuchunge
von LUDENDORFF[3]) gelegentlich der totalen Sonnenfinsternis vom 10. Septemb
1923 lieferten jedoch das Resultat, daß „zwischen λ 3820 Å und λ 4840 Å di
Intensitätskurve des kontinuierlichen Spektrums der Korona mit derjenigen de
Sonnenspektrums innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit übereinstimmt".

In den äußeren Teilen des Koronaspektrums sieht man zahlreiche Absor
tionslinien, die mit FRAUNHOFERschen Linien der Photosphäre übereinstimme
so daß das Koronaspektrum hier ein getreues Abbild des gewöhnlichen Sonnen
spektrums darstellt. Die stärksten von diesen Linien erstrecken sich bis auf etw
4'—5' an den Sonnenrand heran; zwischen dem Sonnenrand und dieser Grenz
ist dagegen im Spektrum der inneren Korona keine Spur von diesen Absorptions
linien zu erkennen. Ganz allgemein ist auch dort, wo die FRAUNHOFERsche
Linien im Koronaspektrum auftreten, der Kontrast zwischen den Absorptions
linien und dem kontinuierlichen Untergrund geringer, als im Photosphären
spektrum; die Linien der Korona sind „flauer", als die der Sonne.

[1]) F. W. DYSON, Phil Trans. Bd. 206, S. 403. 1906

[2]) Zusammenstellung der älteren Literatur siehe H. LUDENDORFF, Berl. Ber. 1925, S. 84

[3]) H. LUDENDORFF, Berl. Ber. 1925, S. 109.

Daß das Koronalicht stark polarisiert ist, wurde bereits oben erwähnt. Man wird daher annehmen müssen, daß das Licht der Korona, soweit das kontinuierliche Spektrum in Frage kommt, größtenteils reflektiertem Sonnenlicht seine Entstehung verdankt. Findet diese Reflektion an kleinen Teilchen statt, so sollte man nach den RAYLEIGHschen Überlegungen eine Verschiebung des Maximums nach dem blauen Ende des Spektrums erwarten, was aber den Beobachtungen widerspricht. Untersuchungen von SCHWARZSCHILD[1]) machen es wahrscheinlich, daß in der Korona eine Reflektion des Photosphärenlichtes an freien Elektronen stattfindet, da diese das Licht für alle Wellenlängen gleich stark reflektieren und diffundieren werden; sie erzeugen daher nicht das „RAYLEIGHsche Blau", sondern lassen die Qualität des Lichtes ungeändert, polarisieren es aber ebenso stark, wie RAYLEIGHS kleine Teilchen.

7. Die spektroheliographischen Bilder der Sonne. Entwirft man ein Sonnenbild auf der Spaltebene eines Spektrographen und blendet gleichzeitig aus dem erzeugten Spektrum mit Hilfe eines sehr schmalen Spaltes ein monochromatisches Lichtbüschel heraus, so zeigt dieses in dem Licht der ausgeblendeten Wellenlänge die Intensitätsverteilung des auf dem ersten Spalt abgebildeten Stückes der Sonnenscheibe. Läßt man das Bild der Sonne sukzessive über den ersten Spalt wandern und verschiebt jedesmal die photographische Platte hinter der Blende um die Breite des zweiten Spaltes, so erhält man eine mosaikartige Zusammensetzung des ganzen Sonnenbildes in nahezu monochromatischem Licht.

Ein besonderes Interesse beanspruchen die Bilder, welche man erhält, wenn man mit dem zweiten Spalt nur das Licht einer der kräftigen Absorptionslinien des Sonnenspektrums, etwa des Kalziums oder des Wasserstoffes, herausblendet, weil sich auf diese Weise das Vorkommen dieser Elemente über die ganze Sonnenscheibe verfolgen läßt, eine Untersuchung, die ohne dieses Hilfsmittel auf den Sonnenrand beschränkt bleibt.

Betrachtet man das Bild der Kalziumlinien H und K in ihrem Verlauf über einen Teil der Sonnenscheibe, so zeigen sich dieselben keineswegs an allen Stellen von gleichartiger Struktur, wie etwa im Gesamtspektrum der Sonne, sondern die breiten dunklen Linien zeigen an einzelnen Stellen der Sonne eine Umkehrerscheinung, über die sich gelegentlich noch eine feine Absorptionslinie zu lagern scheint. Um bei dieser komplizierten Struktur der H und K-Linie stets eindeutig ausdrücken zu können, welche Teile der Linie gemeint sind, hat HALE die äußeren dunklen Teile mit H_1 und K_1 bezeichnet, die inneren hellen Teile mit H_2 und K_2 und die feine dunkle Linie in der Mitte mit H_3 bzw. K_3. Eine schematische Darstellung dieser Bezeichnungsweise zeigt die Abb. 7.

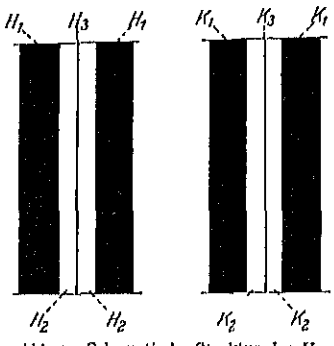


Abb. 7. Schematische Struktur der H- und K-Linie.

Nach Anschauung von HALE und ELLERMANN[2]) und von DESLANDRES[3]) entsprechen die dunklen Linien H_1 und K_1 der Absorption des Photosphärenlichtes in dem sehr dichten Kalziumdampf der umkehrenden Schicht, sie sind also die äußeren Teile der gewöhnlichen FRAUNHOFERschen Linien; die hellen Teile H_2 und K_2 entstehen durch Emission des Kalziumdampfes in den tieferen Schichten der Chromosphäre, während die feinen dunklen Linien H_3 und K_3

[1]) K. SCHWARZSCHILD, Mitt. d. Sternwarte zu Göttingen 13. Teil, S. 63. 1906.
[2]) G. E. HALE u. F. ELLERMAN, Publ. of the Yerkes Obs. Bd. 3, Teil 1. 1903.
[3]) H. DESLANDRES, Ann. d. l'Obs. d'astr. Phys. de Paris Bd. 4. 1910.

durch Absorption in den höheren und kühleren Schichten der Chromosphä
zustande kommen; diese wären also identisch mit der Umkehr der feinen hell
Chromosphärenlinien außerhalb des Sonnenrandes. Nach dieser Anschauu
steigt man in immer höhere Sonnenschichten auf, je weiter man sich vom Ran
dieser Linien nach ihrer Mitte begibt.

Nimmt man ganze Teile der Sonnenoberfläche nach der oben geschildert
Methode im Lichte einer dieser Linien auf, so zeigt sich eine sehr unregelmäßi
Verteilung des hellen Kalziumdampfes uber die Sonnenscheibe.

Nimmt man den zweiten Spalt sehr eng und erfolgt die Bewegung des Sonne
bildes und der photographischen Platte nicht ruckweise, sondern kontinuierlic
so erhält man ein zusammenhängendes Bild der Sonne, welches die Verteilu
des betreffenden, die Absorptionslinie erzeugenden Elementes in einem ga
bestimmten Niveau der Sonne zeigen wird.

Der helle Kalziumdampf bildet keine zusammenhängende Schicht, sonde
besteht aus einzelnen Elementen, welche eine ganz ähnliche Struktur, wie d
Granulation zu besitzen scheinen. Die hellen Kalziumflocken, wie sie HA
bezeichnet hat, zeigen sich besonders stark in der Nachbarschaft von Sonne
flecken, wie der Vergleich einer gewöhnlichen Sonnenphotographie mit eine
im Kalziumlicht aufgenommenen Spektroheliogramm zeigt. HALE hält dah
die Identität der Kalziumflocken mit den in der Umgebung der Sonnenfleck
meist auftretenden Sonnenfackeln für wahrscheinlich.

Verschiebt man den zweiten Spalt von dem Rande der *H*- oder *K*-Lin
nach deren Mitte, so läßt sich das Aufsteigen des heißen Kalziumdampfes in d
verschiedenen Niveauschichten der Sonne verfolgen, und das Zusammenschlag
des glühenden Kalziumdampfes über einem Sonnenfleck erkennen.

Natürlich sind nicht nur die Kalziumlinien *H* und *K*, die durch ihre Brei
allerdings besonders günstige Bedingungen bieten, sondern auch eine jede ande
FRAUNHOFERsche Linie für spektroheliographische Aufnahmen brauchbar, wen
man den zweiten Spalt nur schmal genug macht. Ein besonderes Interesse b
anspruchen in dieser Hinsicht die Wasserstofflinien, da dieses Element ebe
falls verhältnismäßig breite Linien im Sonnenspektrum besitzt und bis in d
höchsten Schichten der Sonne hinaufreicht, wie aus Aufnahmen des Flashspe
trums festgestellt werden kann.

Die Wasserstoffbilder zeigen eine völlig andere Struktur, als die Kalziu
flocken. Von grundlegender Bedeutung für die Sonnenphänomene sind die Au
nahmen von Sonnenflecken im Lichte des Wasserstoffs, in deren Umgebu
sich häufig eine spiralige oder wirbelartige Struktur des Wasserstoffs ang
deutet findet. Die Existenz dieser Wirbel des zweifellos ionisierten Gases dürfte a
Erklärung der von HALE gefundenen magnetischen Felder in der Umgebung d
Sonnenflecken herangezogen werden, zumal da die Richtung des magnetische
Feldes mit dem Drehungssinn der Wirbel in Übereinstimmung ist. Von ander
Elementen als Kalzium, Wasserstoff und Eisen liegen spektroheliographisc
Aufnahmen zur Zeit noch nicht vor.

Zu einer völlig anderen Deutung der spektroheliographischen Aufnahm
würde man gelangen, wenn man die KIRCHHOFFsche Deutung der FRAUNHOFE
schen Linien als unzulänglich ablehnt und mit JULIUS die anomale Dispersio
als wichtigsten Faktor gelten läßt. Die Struktur eines jeden Spektroheliogram
würde in diesem Falle nur die Anzeige des Dichtigkeitsgradienten ein
bestimmten Komponente des Gasgemisches darstellen, aus welchem die Sonn
besteht. Merkwürdigerweise gelangt man aber auch auf diesem, von der erste
Deutung durchaus verschiedenen Wege zu dem gleichen Ergebnis, daß die spektr

heliographischen Bilder im großen und ganzen um so höheren Niveaus entsprechen, je näher der Kameraspalt an die Mitte einer Linie heranrückt, so daß die Schlußfolgerungen von DESLANDRES, HALE und ADAMS zu Recht bestehen bleiben.

Literaturzusammenstellung umfassender Werke über die Sonne.

C. G. ABBOT, Annals of the Astrophys. Obs. of the Smithsonian Inst. Bd. I—IV. — C. G. ABBOT, The Sun. New York und London. 1911. — C. G. ABBOT, The Earth and the Stars. New York. 1926. — W. S. ADAMS, An Investigation of the Rotation Period of the Sun by spectroscopic Methods. Washington. 1911. — J. BOSLER, Les théories modernes du soleil. Paris. 1910 — H. BRESTER, Théorie du soleil. Verhandl. Kon. Akad. v W. Amsterdam. Bd. I, S. 3. 1892. Bd. IX, S 6. 1908. — H. DESLANDRES, Ann. de l'observatoire d'astronomie physique de Paris. Bd. IX. 1910. — H. DESLANDRES, Zahlreiche Artikel in den Comptes rendues. Paris — R. EMDEN, Gaskugeln. Leipzig und Berlin. 1907. — R. EMDEN, Die Sonne. Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 11. Aufl. Bd. 5 Tl. 2. Braunschweig. 1928 — G. E. HALE, The Study of Stellar Evolution. Chicago. 1908. — G. E. HALE, Zahlreiche Artikel in den Contributions from the Mount Wilson Solar Observatory. Carnegie Institution of Washington. Seit 1905. — W. H. JULIUS, Physik der Sonne. Handwörterbuch der Naturwissenschaften. Jena 1912. — E. PRINGSHEIM, Physik der Sonne. Berlin 1910 — J. SALET, Spectroscopie astronomique. Paris. 1909. — A. SECCHI, Die Sonne. Braunschweig 1872. — Th. YOUNG, The Sun. New York. 1881—1895. — Transactions of the international Union for Cooperation in Solar Research. Manchester. Seit 1906.

Kapitel 4.

Die Himmelsstrahlung.

Von

CHR. JENSEN, Hamburg.

Mit 10 Abbildungen.

a) Allgemeine Übersicht.

1. Einleitende Bemerkung. Wenn auch eine scharfe Trennung unmöglich ist, sollen hier doch vor allem die optischen Erscheinungen erörtert werden, die denen eines künstlichen trüben Mediums ähneln. Hier ist in erster Linie an die grundlegenden Untersuchungen von BRÜCKE[1]) und TYNDALL[2]) sowie an die allerdings nur als erste Annäherung an eine exakte Beugungstheorie aufzufassenden Arbeiten Lord RAYLEIGHS[3]) zu erinnern. Die — allerdings unter vereinfachenden Annahmen zwecks Erklärung der Polarisationsphänomene — direkt auf die Atmosphäre zugeschnittenen Theorien von SORET[4]), HURION[5]), AHLGRIMM[6]) und TICHANOWSKY[7]) berücksichtigten außer der primären Diffusion auch die Diffusion der zweiten Ordnung, d. h. die Wirkung des zum zweitenmal zerstreuten Lichtes, wobei TICHANOWSKY seinen Berechnungen die von ihm verallgemeinerte, sich auf die Anisotropie der Gasmolekel beziehende Theorie von CABANNES zugrunde legte. Uns interessiert hier wesentlich die Lichtzerstreuung, bei der eine Ablenkung in eine andere Richtung stattfindet, so daß die abgelenkten Sonnenstrahlen zum Teil als diffuses Himmelslicht in die Erscheinung treten. Es soll nun nach einer kurzen Übersicht über die angewandten Apparate und Methoden sowie die wichtigsten Aufgaben erst der Wirkung des Lichtes (Helligkeits-, chemisch und lichtelektrisch wirksame und möglichst kurz auch Wärmestrahlung), d. h. der Beleuchtung sowie auch der Ausstrahlung und des atmosphärischen Wärmehaushalts, dann der Himmelsfarbe, der zeitlichen und örtlichen Verteilung der Helligkeit sowie vor allem des atmosphärischen Polarisationszustandes gedacht werden, schließlich möglichst kurz der enger damit verknüpften Dämmerungsphänomene. Wenn auch der BISHOPsche Ring und der solare Schein (tellurische Sonnenkorona) bei den innigen Beziehungen neuerdings

---

1) C. BRÜCKE, Wiener Ber. Juli 1852; Pogg. Ann. Bd. 88, S. 363. 1853.

2) J. TYNDALL, Arch sc. phys et nat. Bd. 33, Aufl. 2, S. 317; Ann. chim. phys. (4) Bd. 16, S. 491—493. 1869; Proc. Roy. Soc. London Bd. 17, S. 223, Phil. Mag. Bd. 37, S. 384. 1869

3) Lord RAYLEIGH, Phil. Mag. Bd. 41, S. 107ff. u. 274ff. 1871, Bd. 12, S. 81ff. 1881; Bd. 47, S. 375ff. 1899.

4) J L. SORET, Ann. chim. phys. Bd. 14, S. 503ff. 1888 u. C. R. Bd. 106, S. 203ff. 1888.

5) A. HURION, Ann. chim. phys. Bd. 7, S. 456ff. 1896.

6) FR AHLGRIMM, Jahrb Hamb. Wiss. Anst. Bd. 32, 3. Beiheft, 1914.

7) J. J. TICHANOWSKY, Phys. ZS. Bd. 28, S. 252—260 u. 680—688. 1927.

den Dämmerungserscheinungen (Tagdämmerung) zugezählt werden, muß ihre Erörterung doch wesentlich in dem kurzen nächsten Kapitel erfolgen[1].

Allgemein wäre noch zu sagen, daß die systematische Verfolgung des wechselnden Reinheitsgrades der Atmosphäre, deren Bedeutung für die Astronomie, die Meteorologie und kosmische Physik sowie auch die Hygiene und Biologie nicht mehr zu bezweifeln ist[2], eine der wesentlichsten Aufgaben der Himmelsstrahlungs-Forschung darstellt. Für die Untersuchung des Trübungsgrades in unmittelbarer Umgebung des Beobachters hat sich die noch viel zu wenig angewandte, von L. WEBER[3] ausgebildete Methode der Bestimmung der Luftplankton-Albedo (Anknüpfung des Begriffs der räumlichen Albedo an denjenigen der Albedo einer LAMBERTschen Fläche) bewährt. Kommen Integralwirkungen in Frage, so können außer der Intensität der Sonnenstrahlung und der Sichtweite[4] die Helligkeitsverhältnisse am wolkenlosen Himmel und vor allem auch die Polarisationsverhältnisse — in besonders einwandfreier Weise, wie es scheint, die sog. neutralen Punkte — Auskunft geben. — Neuerdings ist man besonders eifrig bemüht, scharfe Definitionen des atmosphärischen Reinheitsgrades aufzustellen. Da ist vor allem an den von LINKE[5] in die Meteorologie eingeführten „Trübungsfaktor" zu denken, bei welchem der gesamte Energieverlust (Wasserdampf, Dunst usw.) auf den von der Molekulardiffusion abhängigen Teil des Energieverlustes der Sonnenstrahlung als Einheit bezogen wird. Wegen mangelnder Kenntnis der genauen Dichteverteilung in der Atmosphäre verbietet sich aber nach HOELPER[6] eine Reduktion auf Meeresniveau zwecks Vergleichs der für verschiedene Stationen bestimmten Trübungsfaktoren; andererseits kann aber wohl angenommen werden [s. vor allem MILCH[7]], daß diese für eine und dieselbe Station den tatsächlichen Schwankungen der atmosphärischen Transparenz mit großer Annäherung parallel gehen. MILCH[8] führte als Maß der atmosphärischen Trübung den aus der Polarisationsgröße gewonnenen „Depolarisationsfaktor" ein. Trotz scheinbar guter Erfolge bei Vergleich mit dem für die Gesamtstrahlung und dem mittels der Natriumzelle für kurzwellige Strahlung gewonnenen Trübungsfaktor zwecks Anwendung auf die Wetterprognose[9] muß der Depolarisationsfaktor, ganz abgesehen von der Nichtberücksichtigung der selektiven Absorption, wegen der bei seiner Ableitung außer acht gelassenen sekundären Diffusion der Sonnenstrahlung noch zu Bedenken Anlaß geben. — Bei der Trübung der Atmosphäre spielt die Kondensation des

[1] Zahlreiche Literaturnachweise (soweit irgend möglich, alles bis 1911 berücksichtigt) über das Gebiet, mit Ausnahme der Dämmerung, findet man in BUSCH u. JENSEN, Tats. u. Theor. d. atmosph. Polar. usw. im Jahrb. Hamb. Wiss. Anst. Bd. 28. 1911 (zu beziehen durch Dümmlers Verlag), mit Einschluß der Dämmerung auch bei PERNTER-EXNER, Meteorol. Opt. 2. Aufl. Braumueller 1922 und im Abschnitt Geophysik vom Hevelius, bei Dümmler 1922, von CHR. JENSEN. So gut wie vollständige Literatur über die Dämmerungsphänomene s. in GRUNERS Beitr. zur Kenntnis der Dämmerungserscheinungen usw. Bd. 57 u. 62. (1921 u. 1925) der Denkschriften Schweiz. Naturf. Ges.

[2] Siehe u. a. CHR. JENSEN, Astron. Nachr. Nr. 4283, Bd. 179. November 1908 und C. DORNO, Naturwissensch. 1919, H. 51 u. 52 sowie Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 79ff. 1920.

[3] L. WEBER, Ann. Phys. Bd. 51, S. 427—449. 1916.

[4] Bezüglich der Apparatur und Beobachtungsergebnisse s. A. WIGAND, Phys. ZS. u. Meteorol. ZS. und bezüglich der Theorie s. H. KOSCHMIEDER, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 12, S. 33ff. u. 171ff. 1925 u. 1926.

[5] F. LINKE, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 10, S. 91—103. 1922 u. ZS. f. Geophys. Jg. 1, S. 55—59. 1925. Mit K. BODA, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 161—166. 1922.

[6] O. HOELPER, ZS. f. Geophys. Jg. 1, S. 251—260 u. Naturwissensch. 1926 (s. aber dazu F. LINKE in B. GUTENBERGS Lehrb. d. Geophysik. S. 657, Anmerk. 1, 1927).

[7] W. MILCH, Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 16, S. 98ff. 1927.

[8] W. MILCH, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 109—117. 1925.

[9] W. MILCH, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 151—163. 1925.

Wasserdampfes eine besondere Rolle, und hinsichtlich des Kondensationsproblems[1]) werden die kolloidchemischen Betrachtungen von SCHMAUSS[2]) mehr und mehr beachtet werden müssen. Von SÜRING[3]) wurde vor kurzem wieder darauf aufmerksam gemacht, daß bei der Beurteilung der Lufttransparenz-Verhältnisse die Luftturbulenz [über den wichtigen, in naher Beziehung zur Turbulenz stehenden Massenaustausch s. bei W. SCHMIDT[4])] von wesentlicher Bedeutung ist. Der schon vor langer Zeit von v. HANN betonte Einfluß der sog. „optischen Trübung" (Luftschlieren) auf die Strahlungsmessungen wurde lange zu sehr unterschätzt, worauf in bezug auf die Polarisationsphänomene KIMBALL[5]) hingewiesen hat.

2. Apparate, Methoden, Aufgaben. Bei der Beleuchtung ist eine kurze Behandlung der direkten Sonnenwirkung unmöglich auszuschließen. In Frage kommt die horizontale Fläche (Oberlicht) und die nach Süd (Süd = jeweiligem Sonnenazimut), Nord, Ost, West orientierte Vertikale (Vorderlicht) sowie das durch Reflex des Erdbodens usw. bedingte Unterlicht. Klimatologisch, hygienisch, biologisch ist zwar der Einfluß der Bewölkung (Art, Größe, örtl. und zeitl. Verteilung) von größter Bedeutung, physikalisch interessieren wesentlich die Verhältnisse bei wolkenlosem Himmel. Neben der Gesamtbeleuchtung kommt außer der durch den Himmel (*d*) die durch die Sonne hervorgebrachte (*S*) und vor allem das für die atmosphärische Beschaffenheit charakteristische Verhältnis „*S*/*d*" in Frage. Das von Sonne + Himmel herrührende Oberlicht bezeichnet man nach dem Vorgang L. WEBERS als Ortshelligkeit. Die GÖTZsche Definition der Ortshelligkeit (gleich der allseitig einer Kugel zugestrahlten Lichtmenge) dürfte sich kaum einbürgern[6]). Bei allen chemischen Methoden zur Bestimmung der Beleuchtungsgröße ist zu beachten, daß das BUNSEN-ROSCOEsche Gesetz ($W = I \cdot t$) nur angenähert zutrifft, indem vielmehr $W = C \cdot I \cdot f(t)$ ist, wo f für jedes Papier besonders zu untersuchen ist. Die auf den von BUNSEN und ROSCOE angegebenen Prinzipien beruhende, aus dem von ROSCOE und weiter von STELLING vereinfachten Verfahren hervorgegangene WIESNERsche Methode (Bestimmung der zur Herbeiführung des sog. Normaltons nötigen Zeit) stellt sicher eine wesentliche weitere Vereinfachung dar, gibt aber leicht zu Fehlern Veranlassung, so unter anderem durch die unsichere Auffassung des „Normaltons" und durch die schwer taxierbare Größe der Lichtabdeckung durch den Kopf des Beobachters, so daß höchstens von relativen Messungen gesprochen werden kann. Immerhin hat sie in der Hand exakter Beobachter zu wertvollen ersten Orientierungen über das Lichtklima und über den Lichtgenuß der Pflanzen geführt[7]). Starke Bedenken gegen die wohl vielfach stark überschätzte Genauigkeit sind auch gegen die Skalenphotometer[8]) erhoben worden, die mehr und mehr benutzt wurden, nachdem in neuerer Zeit der Gedanke in den Vordergrund trat, durch Summierung über bestimmte Zeiten Integralwerte der Strahlung zu erhalten. Hier sei z. B. an die Wirkung der chemischen Induktion erinnert. Andere Fehler

---

[1]) Siehe A. WEGENERS Artikel in Band 11 dies. Handb. Hinsichtlich der Beziehungen zu atmosphärisch-optischen Phänomenen s. H. KOHLERS Arbeiten, Meteorol. ZS. 1921, 1922 u. 1925 u. W. MILCH, ebenda Bd 42, S. 422—428. 1925.

[2]) A. SCHMAUSS, Meteorol ZS. Bd 37, S. 1—8. 1920 u. Bd. 1 der Probleme der kosm. Physik. Hamburg. H. Grand. 1923.

[3]) A. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 334 1924

[4]) W. SCHMIDT, Probl. d. kosm. Phys. Bd. 7, 1925.

[5]) H. H. KIMBALL, Journ Frankl Inst. April 1911.

[6]) P. GÖTZ, Verh d. Schweiz Naturf. Ges. 2 Teil, S. 109—111. Luzern 1924

[7]) J. WIESNER, Der Lichtgenuß der Pflanzen Leipzig: Engelmann 1907; s. a. C. DORNO, Die Wissensch. Bd. 63, S. 106ff. 1919.

[8]) S. u a. P. PORSILD, Meteorol. ZS. Bd 30, S. 369ff. 1913 (wo auch Literatur) u. W. GALLENKAMP, ebenda S. 209ff. 1918

lassen sich aber nach gründlichen Untersuchungen DORNOs bei dem Graukeilphotometer[1]) bei sorgfältigster Innehaltung der Vorschriften über Papierbehandlung, Art der Ablesung (Beleuchtungsverhältnisse dabei) usw. auf ein erträgliches Maß reduzieren, so daß diese Methode für die Gewinnung gut verwertbarer Relativwerte wohl in Frage kommt. Von HAPKE[2]) wurde ein photographisches Registrierverfahren ausgearbeitet. Für die Erkennung rasch wechselnder Einflüsse (Wolken usw.) wird sicher eine genaue, auf die Gewinnung von Momentanwerten abzielende Methode unter Kontrolle eines geschulten Beobachters äußerst wertvolle Ergebnisse liefern können. Für absolute Bestimmungen hat sich die von L. WEBER)[3] vorgeschlagene, von KÖNIG[4]) zuerst angewandte Methode vorzüglich bewährt, die auf die best definierte Lichteinheit, die Hefnerkerze, bezogen, sich durch die gleichmäßige Behandlung der stufenweise von der Hefnerkerze sowie der von Sonne bzw. Himmel belichteten Papierhälfte von Entwickler und Fixierbad unabhängig macht. Mängel bleiben bestehen durch die Möglichkeit der Empfindlichkeitsänderung und die schwierige Definition des wirksamen Spektralgebiets. Zur Vereinheitlichung der an verschiedenen Stellen ausgeführten Messungen wird man in Zukunft an die Verwendung geeigneter Filter denken müssen.

Auch bei der von L. WEBER eingeführten[5]), auf gleiche Sehschärfe abstellenden photometrischen Methode dient die Hefnerkerze als Einheit. Wegen der Schwierigkeit heterochromer Photometrie[6]) wird in 2 Spektralbezirken (Rot und Grün) gemessen, unter der Voraussetzung, daß hierdurch die Totalnuance des zu messenden Lichtes eindeutig bestimmt ist, so daß man nur einer Tafel einen ein für allemal bestimmten Koeffizienten k zu entnehmen braucht, dessen Multiplikation mit dem Rotwert den Gesamtwert (Äquivalenzwert) ergibt. Für Kohlelicht hat sich nach WEBER die Voraussetzung als richtig erwiesen, und STUHR[7]) konnte zeigen, daß die k-Werte für Kohle- und Tageslicht nahe beieinander liegen. Doch sind die prinzipiellen Bedenken nicht ganz zu beseitigen, und es ist in Anbetracht der mannigfachen örtlichen und zeitlichen (letzteres namentlich zur Zeit der Dämmerung) Schwankungen in der Zusammensetzung des Tageslichtes immerhin Vorsicht geboten. Bei der sonst so vollkommenen, äußerster Exaktheit fähigen, durch keine andere zu ersetzenden Meßmethode muß aber dieser Mangel in Kauf genommen werden. Wohl aber wird man durchaus mehr wie bisher auf möglichst vollkommene Übereinstimmung der an verschiedenen Orten benutzten Farbfilter achten müssen.

Was die lichtelektrische Methode betrifft, so dürfte, trotz nicht übergroßer Genauigkeit, das Zinkkugelphotometer im Dienste der Intensitätsbestimmung des direkten Sonnenlichtes noch einiges leisten[8]), im übrigen aber der Himmelsphotometrie nur noch wenig dienen können. Um so wertvoller ist die von DORNO für diese Zwecke ausgebaute Zellenmethode[9]), die er neuerdings auch

[1]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 42, S. 81–97. 1925; s. a. P. PERLEWITZ u. C. DORNO, ebenda Bd 42, S. 108–111; s. a. Photogr. Korresp. Jahrg. 57. S 304–307. 1920.

[2]) FR. HAPKE, Kieler Dissert. 1913.

[3]) L. WEBER, Photogr. Mitt. Bd. 28, S. 8ff. 1891.

[4]) H. KÖNIG, Arch. Ver. Fr. Nat. i. Mecklenburg Bd. 54, S. 365–380. 1900.

[5]) L. WEBER, Wied. Ann. Bd. 20, S. 326–337. 1883; Elektrot. ZS. Bd. 5, S. 166–172. 1884; Schriften des naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein Bd. 10, S. 77 bis 94. 1895.

[6]) S. dazu W. EWALD, ZS. f. Phys. Bd. 33, S. 333–334. 1925.

[7]) J. STUHR, Dissert. Kiel 1908.

[8]) PH. LENARD, Meteorol ZS. 1913, S. 269ff.

[9]) C. DORNO, Himmelshelligkeit, Himmelspolarisation und Sonnenintensität in Davos 1911–1918. Veröffentl. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 303. 1919. Auszug Meteorol. ZS. Bd. 36, S. 109–124 u. 181–192. 1919, C. DORNO, Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung. Wissensch. Bd. 63, S. 117–118. 1919.

für die Dauerregistrierung[1]) des Oberlichtes (dies schon 1918 von CHR. JENSE geschehen; nicht veröffentlicht) angewandt hat. Für das blauviolette Spektrum ist die Kalium-, für das ultraviolette am besten die Kadmiumzelle zu verwenden, bei der sich aus den Meßwerten bei vorgeschaltetem bzw. nicht vorgeschaltetem Fensterspiegelglas (von P. GÖTZ gefunden) die Intensitäten für den langwelligen (366 bis 320 μ) und den biologisch wichtigen kurzwelligen (320 bis 288) Spektralteil ergeben[2]). Vor allem ist dabei für möglichste Ausschaltung der Ermüdungserscheinungen (kleine Spannungen) zu sorgen[3]) Schwierigkeit bietet die Mattierung einer Quarzplatte (s. DORNO loc. cit. 221 u. f. GÖTZ[4]) in Arosa hofft, sie durch Anwendung von Quarzglas beseitigen zu können.

Wie das WEBERsche Photometer, so wurde auch die lichtelektrische Zelle in den Dienst der Helligkeitsbestimmung bestimmter Himmelspunkte sowie der Sonne gestellt. Zur Anpassung an die starke Hochgebirgssonne bedurfte der ursprüngliche WEBERsche Apparat besonderer Tuben und exaktest ausgemessener Diaphragmen[5]). Für relative Messungen ist das keiner besonderen Vergleichslampe bedürfende, allerdings keiner so großen Genauigkeit fähige, bequemes und schnelles Arbeiten ermöglichende WEBERsche Relativphotometer[6]) zu empfehlen, das besonders zur Messung des Vorderlichtes geeignet ist. Natürlich können die Messungen in geeigneter Weise an absolute Bestimmungen mittelst des Weberphotometers angeschlossen werden. Das Relativphotometer wurde auch unter Zuhilfenahme eines dunklen Hintergrundes (großer, vorn geöffneter, mit schwarzer Tuchtapete bezogener Kasten) durch WEBER zur Bestimmung der von ihm genauer definierten Albedo des Luftplanktons geeignet gemacht[7]). Bei dem DIERCKSschen Verfahren zum Vergleich der Helligkeit der in nächster Sonnenumgebung gelegenen Himmelsstellen mit jener der Sonne[8]) war die Vergleichslampe im Weberphotometer durch eine um 45° zur Horizontalen geneigte Gipsplatte ersetzt, welche ihr Licht vom Zenit erhielt, so daß sich durch Hebung einer wesentlichen Farbenverschiedenheit der miteinander zu vergleichenden Lichtquellen eine Einstellung in Rot und Grün erübrigte. Mittelst eines Teleobjektivs wird das auszuphotometrierende Bildchen eines bestimmten Sonnen- oder Himmelsausschnitts auf die Mattscheibe geworfen, und in geeigneter Weise wandern die verschiedenen Stellen entsprechenden hellen Flächen durch das Gesichtsfeld. DORNO ermöglichte durch Benutzung von Quarzlinsen usw. auch die Messung im Ultraviolett. Voraussetzung ist bei dem DIERCKSschen Verfahren natürlich die Konstanz der Zenithelligkeit während der relativ kurzen Meßzeit. Weniger bekannte Photometer wurden von H. H. KIMBALL[9]) bei seinen Messungen der Tagesbeleuchtung, von GRUNER, FESSENKOFF und von E. BAUER, A. DANJON und J. LANGEVIN[10]) bei ihren Dämmerungsstudien benutzt.

[1]) Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 1—8. 1921.

[2]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 323. 1922, Bd. 44, S. 106ff. u. 385ff. 1927 sowie Grundzüge des Klimas von MUOTTAS-MURAIGL. S. 20 u. Anmerk. zu S. 48, 54, 55 u. 56. Vieweg & Sohn A. G. 1927; P. GÖTZ, Das Strahlungsklima von Arosa. S. 43ff. Berlin: Julius Springer 1926 und Meteorol. ZS. Bd. 44, S. 389—390. 1927.

[3]) E. BARKOW, Phys. ZS. Bd. 18, S. 214ff. 1917; C. DORNO, ebenda Bd. 18, S. 381ff.

[4]) P. GÖTZ, Arch. sc. phys. et nat. 1925, S. 49—52, l. c. 1926, S. 66ff; s. dazu C. DORNO, l. c. (MUOTTAS-MURAIGL) Anmerk. zu S. 84 u. 85.

[5]) C. DORNO, Studie über Licht und Luft des Hochgebirges. Vieweg 1911.

[6]) L. WEBER, Schriften des naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein Bd. 15, S. 158. 1911.

[7]) L. WEBER, Ann. d. Phys. Bd. 51, S. 427—449. 1916.

[8]) H. DIERCKS, Dissert. Kiel 1912.

[9]) H. H. KIMBALL, Month. Weather. Rev. 1914, S. 477 u. 650—653 usw. (Scharp-Millar-Photometer); s. a. SHARP, CLAYTON u. MILLAR, Electrician Bd. 60, S. 562—565. 1908.

[10]) T. LANGEVIN, Geringe Abänderung der im Journ. de phys. 1920, S. 25 erwähnten FABRYschen Methode.

BRÜCKMANN[1]) (s. auch POKROWSKI) verwandte das Pyrometer zur Bestimmung der Intensität der Gesamtstrahlung sowie einzelner Spektralbezirke verschiedener Himmelspunkte und LINKE[2]) ermöglichte es durch sein allerdings ziemlich träges, durch eine elektrische Heizvorrichtung kontrollierbares Universalphotometer, mittels eines und desselben Apparats, die wie bei BRUCKMANN in gcal angebbare Intensität sowohl für die Sonne als auch für einzelne Himmelspunkte anzugeben.

Bei der Wärmestrahlung ist außer der Einstrahlung von Sonne und Himmel auch der Ausstrahlung zu gedenken. In ihrer Gesamtheit (mit der sie umgebenden Atmosphäre) verhält sich die Erde jedenfalls angenähert wie ein schwarzer Körper. Unter Annahme von -273° C für die Weltraumtemperatur, von rund 2 gcal pro Minute und Quadratzentimeter für die Solarkonstante und von 11° C für die mittlere Temperatur der Erdoberfläche wurde die Anwendung des STEFANschen Gesetzes Gleichgewicht zwischen Ein- und Ausstrahlung ergeben. Schon bei Annahme einer Solarkonstante von 2,1 käme man zu der tatsächlich gefundenen Mitteltemperatur von 15° C. Die Einzelheiten werden natürlich durch die Dazwischenkunft der Atmosphäre verändert. Von den oben ankommenden Sonnenstrahlen geht — ganz abgesehen von der Reflexion an den Wolken[3]) (im Mittel der ganzen Erde 50% Himmelsbedeckung angenommen) — ein Teil durch diffuse Reflexion in den Weltraum zurück, ein (sehr geringer) Teil wird in der Atmosphäre absorbiert und dient zu deren Erwärmung, ein Teil kommt unten an, ein nicht unwesentlicher Teil (allerdings vor allem die kürzeren λ) wird von der ursprünglichen Richtung abgelenkt und erscheint wieder in der Himmelsstrahlung. Die unten ankommende Strahlung dient zur Erwärmung des Erdbodens, der nun, seiner Temperatur entsprechend, Wellen mit einem Maximum etwa zwischen 8 und 10 μ nach oben sendet, und zwar bei Nacht und bei Tage. Diese bewirken durch ihre Absorption eine Erwärmung der Atmosphäre (Glashauswirkung), wogegen — ganz abgesehen von der Konvektion — die Erwärmung durch Leitung vom Boden aus nur gering zu veranschlagen ist. Dadurch wird, ebenso wie durch die geringfügige Absorption der Sonnenstrahlen, eine nach unten gerichtete Wärmestrahlung verursacht, die am Tage noch erhöht wird durch die von dem zerstreuten Sonnenlicht stammende, bis zu etwa 2 μ reichende Strahlung. Die so gedachte „Gegenstrahlung" der Atmosphäre ist gleich der Differenz der für die verschiedenen an der Erdoberfläche konstatierten Temperaturen nach dem STEFANschen Gesetz berechneten und der beobachteten Ausstrahlung. Für die Messung der nächtlichen Ausstrahlung gegen den Gesamthimmel kommt vor allem das auf dem K. ÅNGSTRÖMschen Kompensationsprinzip[4]) beruhende, auch von K. ÅNGSTRÖM konstruierte Pyrgeometer[5]) in Frage. A. ÅNGSTRÖM machte dasselbe geeignet zur Berücksichtigung kleiner Himmelsausschnitte[6]). Das auf der Kompensation der Abkühlung einer geschwärzten und daher gegen eine kältere Umgebung stärker ausstrahlenden Oberfläche durch Überdestillieren einer quantitativ bestimmbaren Äthermenge beruhende und im Gegensatz zum Pyrgeometer Integralwerte liefernde „Tulipan" K. ÅNGSTRÖMS[7]) scheint trotz verschiedener Mängel vor allem in geschützter

[1]) W. BRÜCKMANN, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 107—110, 110. 1922.
[2]) F. LINKE, ZS. f. techn. Phys. Jahrg. 5, S. 59—62. 1924.
[3]) Über die Albedo der Wolken und der Erde s. u. a. K. STUCHTEY u. A. WEGENER, Göttinger Nachr. 1911.
[4]) A. ÅNGSTRÖM, Ann. d. Phys. Bd. 67, S. 633—648. 1899.
[5]) A. ÅNGSTRÖM, Nova Acta Upsal. (4) Bd. 1, Nr. 2. 1905 u. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. Bd. 13, Nr. 8. 1918. Literatur über Pyrgeometerkonstanten und Verwandtes s. u. a. bei W. GERLACH, Meteorol. ZS. Bd. 36, S. 44ff. 1919.
[6]) SMITHSON. Misc. Collect. Bd. 65, Nr. 3. Washington 1915.
[7]) A. ÅNGSTRÖM, Nova Acta Upsal. Bd. 2, Nr. 8. 1910; s. auch C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 313ff. 1922 u. Bd. 43, S. 342. 1926.

Lage die Pyrgeometermessungen in willkommener Weise ergänzen zu könn
Die Messung der Ausstrahlung am Tage erfordert ganz besondere Schutzm
regeln und Korrektionsrechnungen, wie sie in idealer Weise von HOMÉN un
Benutzung zweier kalorimetrischer Körper durchgeführt wurde[1]). Die du
das verschiedene Reflexionsvermögen blanker Flächen für kurze und la
Wellen bewirkten Komplikationen verhinderten lange die Konstruktion ei
auch am Tage verwendbaren, für die dauernde Registrierung der effekti
Ausstrahlung geeigneten Apparates. Unter Anwendung ähnlicher wie der gle
bei seinem Pyranometer anzudeutenden Gesichtspunkte und durch Anwendu
einer Fluoritkappe scheint dies neuerdings A. ÅNGSTRÖM[2]) gelungen zu sein.
Die Bestimmung der Menge der auf die horizontale Fläche fallenden Wär
strahlung kürzerer Wellenlänge ($\lambda < 3\ \mu$) ermöglichte er durch Umgestalt
des Pyrgeometers, mittels seines Pyranometers[3]). Wesentlich war besonders
Ausmerzung der schädlichen selektiven Absorption der blanken Streifen für
sichtbare Strahlung. Er erreichte diese dadurch, daß er sie auch mit Plat
schwarz überzog, darüber aber mit einer mäßig dicken Schicht von Magnesiu
oxyd [s. COBLENTZ[4])]. Durch die Gesamtanordnung wurde die Einwirk
der großen Wellenlängen so gut wie ausgeschlossen. — Bei dem zu gleich
Zweck erbauten ABBOTschen Pyranometer[5]), das sowohl auf einzelne Himm
stellen wie auf den Gesamthimmel einzustellen ist, wurde die Vermeidung
störenden selektiven Absorption auf andere Weise bewerkstelligt. Der Callend
Registrator, der wesentlich aus einem Gitter von blanken und geschwärz
Platinstreifen besteht, deren Temperatur mit Hilfe einer WHEATSTONEsch
Brücke galvanometrisch registriert wird und der H. H. KIMBALL für seine so
so vorzüglichen Messungen der Beleuchtung der horizontalen Fläche dient
weist leider nach ERIC MILLER nicht unbedenkliche Mängel auf[7]).

Hinsichtlich der Bestimmung der Himmelsfarbe[8]) ist an die einfacheren u
komplizierteren Zyanometer, an das WILDsche Uranophotometer und die
kannten Spektralphotometer zu erinnern. Beim Zyanometer kommt einmal e
feststehende Vergleichsfarbenskala [SAUSSURE, neuerdings LINKES 8 teilige Skal
zum anderen die Anwendung des Prinzips des Farbenkreisels (PARROT) in Fr
wobei gelegentlich zur Erfassung der Grünnuance auf der weißen Scheibe au
blauen auch ockergelbe Sektoren angebracht wurden. Prinzipielle Beden
gegen die einfacheren Zyanometer sind insofern zu erheben, als die zum V
gleich dienende Fläche von der zu messenden Lichtquelle beleuchtet wird. I
von diesem Vorwurf wäre das ARAGOsche, auf dem Prinzip der chromatisc
Polarisation beruhende, von BERNARD und PELTIER abgeänderte und von W
(Uranophotometer) durch Einführung einer objektiven (Verschwinden

[1]) TH. HOMÉN, Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwisc
Himmel und Erde. Leipzig 1897 bei W. Engelmann.

[2]) A. ÅNGSTRÖM, Meddelanden från Meteorol. Hydrografiska Anstalt Bd. 3, Nr 12 1

[3]) A ÅNGSTRÖM, Monthl. Weather Rev. Bd 47, S. 795—797. 1919; s. auch A. Å
STRÖM u C. DORNO, Meteorol ZS. Bd. 38, S 38ff. 1921. — C. DORNO, ebenda Bd.
S. 310ff. 1922 u. Bd. 43, S 342. 1926.

[4]) W. W. COBLENTZ, Bull Bureau of Stand. Bd. 9, S. 7—63. 1913.

[5]) C. G ABBOT, Smiths. Miscellan. Collect. Bd. 66, Nr. 7 u. 11 u Ann. Astr. Obs. Sm
son. Inst. Bd. 2, 3 u. Bd. 4, S. 65—84. 1922

[6]) H. H. KIMBALL, Proc Roy. Soc. London Bd. 77, S. 16. 1906 u. Monthl. Weather
Bd. 42, S. 474. 1914.

[7]) E. R. MILLER, Monthl. Weather Rev. Bd 48, S. 344. 1920; s. hier auch C. Do
Wissensch. Bd. 63, S. 91—92.

[8]) Siehe PERNTER-EXNERS Met. Opt. 1922, S 606ff.; FR. BUSCH u. CHR. JEN
l. c. 1911, S. 477ff

[9]) F LINKE, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 43. 1924 u. Verhandlgn. d. klimatolog. Ta
Davos 1925, S. 84 (bei Benno Schwabe & Co, Basel).

Interferenzstreifen) Methode statt bisheriger Farbenschätzung wesentlich verbesserte, allerdings recht komplizierte Instrument, das sowohl zur Bestimmung der Farbe als auch der Helligkeit und Polarisationsgröße des Himmelslichtes gedacht war. Ein billiger, einfacher und dabei völlig einwandfreier Apparat zur Bestimmung der Farbennuance des Himmels scheint nicht vorzuliegen.

Für Bestimmungen der Polarisationsgröße ist sowohl das einer außerordentlichen Einstellschärfe fähige, aus dem CORNUschen Apparat hervorgegangene MARTENSsche[1]) als auch das L. WEBERsche[2]) Polarimeter warm zu empfehlen. Kommen Punkte in Frage, deren Polarisationsebene man mit genügender Genauigkeit im Sonnenvertikal liegend annehmen kann, dürfte der WEBERsche Apparat im allgemeinen vorzuziehen sein, vor allem wegen der getrennten Erfassung der beiden zueinander stehenden Komponenten. Bei den Messungen in verschiedenen Farben, wo es sich um geringe Differenzen zwischen den miteinander zu vergleichenden Werten handelt, kann es allerdings angesichts des möglichen raschen Wechsels der Luftverhältnisse in Frage kommen, ob man nicht einem Polarimeter den Vorzug gibt, bei dem die senkrecht aufeinander stehenden Schwingungskomponenten gleichzeitig gemessen werden[3]). TETENS[4]) ermöglichte durch passende Umwandlung des WEBERschen Instruments eine Registrierung der Polarisationsgröße, so daß dem Beobachter die Ablesung und somit die Blendung durch das Tageslicht erspart bleibt. Über den beim Weberapparat aus der nicht völligen Genauigkeit des Cosinusquadrat-Gesetzes hervorgehenden Fehler berichtete JENSEN. TICHANOWSKY[5]), welcher i. J. 1917 den — bereits von E. C. PICKERING gefundenen — Polychroismus der beiden senkrecht aufeinander stehenden Komponenten des Himmelslichtes beobachtete, machte auf die hierdurch entstehenden Fehler aufmerksam und gab den Weg für die Umgehung dieser Schwierigkeit an; ebenso schätzte er für den MARTENSschen Apparat die bei der Lagenbestimmung der Polarisationsebene und bei der Bestimmung des Nullpunktes des Nikols entstehende Fehlergröße ab[6]). V. HAUER[7]) zeigte, wie man die durch Brechung hervorgerufene Polarisation des aus einem prismatischen Spektrum stammenden Lichtes berücksichtigt. — Zur raschen und doch genügend sicheren Ermittelung der Höhenlage der neutralen Punkte dürfte der JENSENsche, mit SAVARTschem Polariskop versehene Pendelquadrant zu empfehlen sein (neuerdings zu beziehen durch Herrn SCHUMANN von der Werkstatt des Hamb. Physikal. Inst.). Ist die Kenntnis etwaiger azimutaler Abweichungen vom Sonnenvertikal erwünscht, so montiert man das Polariskop — wie SÜRING[8]) es tat — auf einem Theodoliten. Zwecks Untersuchung bei kürzeren Wellenlängen verband es A. WEGENER[9]) mit einer photographischen Kamera. DEMBER und UIBE[10]) bestimmten in der Gegend des mutmaßlichen neutralen Punktes mittels eines mit Nikol versehenen Spektral-

[1]) F. F. MARTENS, Phys. ZS. Bd. 1, S. 299—303. 1900; J. J. TICHANOWSKY, ebenda Bd. 25, S. 482—484. 1924; Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 353ff. 1924.

[2]) L. WEBER, ZS. f. Instrkde. Bd. 11, S. 6—13. 1891; Schriften des naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein Bd. 8, S. 187—198. 1891; FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. cit. S. 331ff.; CHR. JENSEN, Dissert. Kiel 1898. Meteorol. ZS. Bd. 16, S. 450ff. 1899.

[3]) A. GOCKEL, Ann. d. Phys. Bd. 62, S. 283ff. 1920.

[4]) O. TETENS, Lindenb. Ber. Bd. 9, S. 417—433. 1913.

[5]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 173—175. 1924, Phys. ZS. Bd. 25, S. 481 bis 484. 1924, s. auch M. A. SCHIRMANN, ebenda Bd. 23, S. 443. 1922; Bd. 25, S. 584—585. 1924; E. C. PICKERING, Proc. Amer. Acad. 1873 (im Auszug auf S. 20 u. 21).

[6]) Bezüglich der Empfindlichkeit des CORNUschen Apparats s. auch M. A. BOUTARIC, Ann. d. phys. Bd. 10, S. 116—120. 1918.

[7]) F. v. HAUER, Ann. d. Phys. Bd. 57, S. 145—160. 1918.

[8]) R. SÜRING, Veröffentl. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 240, S. 10—28. 1910.

[9]) A. WEGENER, Sitz.-Ber. z. Beförd. d. ges. Nat. z. Marburg 1914, Nr. 3.

[10]) H. DEMBER u. M. UIBE, Ann. d. Phys. Bd. 56, S. 208—224. 1918; Leipziger Ber. Bd. 69, S. 149—165. 1917.

photometers die Größe des WIENschen und des RAYLEIGHschen Vektors un ermittelten hernach die Schnittpunkte der beiden Kurven. — Zur genaue Bestimmung der einen Schluß auf die Polarisationsebene in der Umgebung de Sonne sowie der neutralen Punkte zulassenden „BUSCHschen Lemniskate" ver band MENTZEL[1]) in geschickter Weise das SAVARTsche Polariskop mit einer Theodoliten. — Nachdem die Photometrie durch GRUNER[2]) auch in die Dämmerungs forschung Eingang gefunden hat, ist ein weiterer Fortschritt in dieser Richtun besonders zu erhoffen. Aber schon mit einfachen Mitteln ist hier noch viel z machen, so mit genau definierten Farbfiltern. Bei der Bestimmung der Höhen lage der die bekannteren Dämmerungsphänomene und die leuchtenden Nacht wolken erzeugenden Schichten sei auf die von JESSE[3]) benutzte photogram metrische Methode verwiesen. — Was allgemein die Messungen betrifft, so sollte sie möglichst verbunden werden mit Feststellungen der Lufttransparenz, wi sie erschlossen wird durch aktinometrische bzw. pyrheliometrische Messungen[4] sowie durch horizontale (bzw. auch vertikale) Sichtmessungen mittels de WIGANDschen Apparate[5]). Auch Bestimmungen des Staubgehalts der Atmo sphäre mittels des Kernzählers[6]) sowie mittels des OWENSschen Staubzählers[7]) und die spektroskopische Verfolgung der neuerdings stark vernachlässigten SMYTHschen Regenbanden kommen in Frage und nicht am wenigsten die Feststellung de gewöhnlichen meteorologischen Faktoren, als da sind Druck, Feuchtigkeit, Tem peratur, ebenso die Notierung von Größe, Art und Lage etwa vorhandene Wolken und besonderer Erscheinungen (Halo usw.) Auch der Verknüpfung mi luftelektrischen Untersuchungen ist sehr das Wort zu reden [s. DORNO, GOCKEL TVERSKOY[8])]. Überall ist genaueste Zeitbestimmung nötig. Zusammenfassend übe die Meßmethoden der Sonnen- und Himmelsstrahlung berichten DORNO und KÄHLER[9]).

b) Ein- und Ausstrahlung.

3. Die Beleuchtung der horizontalen Fläche und damit zusammen hängende Betrachtungen. Tabelle 1 zeigt die Beziehung der Ortshelligkeit (s S. 2) zur Sonnenhöhe bei wolkenlosem oder, wie in Kolberg und Kremsmünster bei jedenfalls klarem Himmel.

Die Einheit der indizierten Helligkeit beträgt bei DORNO und KÄHLER 1000 Meter-Hefnerkerzen; SCHWABS Werte sind mit 1000 zu multiplizieren um Bunsen- oder Wiesnereinheiten (B.E. bzw. W.E.) zu erhalten. Die einge klammerten Zahlen, die auf den als Einheit gewählten Wert bei 10° Sonnenhöhe bezogen sind, zeigen unmittelbar, daß die Ortshelligkeit im allgemeinen um so mehr mit wachsender Sonnenhöhe steigt, je kürzer λ ist. Eine genaue Gerade is

[1]) R. MENTZEL, Meteorol. Jahrb. Bremen 1912. Die weiteren diesbezüglichen Arbeiten l. cit. fortlaufend von 1913—1916, 1918 und 1920ff.; Mitt. von Freunden der Astron. u. kosm Phys. 1918, S. 92—97.

[2]) P. GRUNER, Arch. sc. phys. et nat. Bd. 37, S. 245ff.; Bd. 38, S. 335—336. 1914

[3]) O. JESSE, Berl Ber. 1890, S. 1031—1044 u. 1899, S. 467—469; Meteorol. ZS. zwischen 1886 und 1891.

[4]) Hier s. C. DORNO, K. W. MEISSNER u. W. VAHLE, Meteorol. ZS. 1924, S. 234—239 u. 269—277.

[5]) A. WIGAND, Phys. ZS. Bd. 20, S. 151—160. 1919; Bd. 22, S. 484—486. 1921; Meteorol ZS. Bd. 41, S. 216—219. 1924. Mit K. GENTHE, Phys. ZS. Bd. 25, S. 212—222 u. 263—270 1924. Zur Theorie der horizontalen Sichtweite s. auch H. KOSCHMIEDER, Beitr. z. Phys. d. fr Atm. Bd. 12, H. 1. 1925; Bd. 12, H. 3. 1925.

[6]) A. WIGAND, Ann. d. Phys. Bd. 59, S. 689—742. 1919.

[7]) Siehe hierzu R. K. BOYLAN, Proc. Roy. Irish. Ac. Bd. 37 A, Nr. 6. 1926.

[8]) P. TVERSKOY, Meteorol ZS Bd. 40, S 21—23 u. 23—25 1923.

[9]) C. DORNO, Meteorol. ZS Bd. 43, S. 339—348. 1926; Bd. 44, S. 106—108. 1927; K. KÄHLER, Handb. biol Arbeitsmeth. Bd. 96, Abt. II, Phys. Meßmeth. H. 3.

schon wegen des Einflusses des mit der Tageszeit wechselnden atmosphärischen Zustandes nicht zu erwarten. — Die von DORNO mit der Kaliumzelle in den Jahren 1918 und 1919 gemessenen, in Tabelle 2 wiedergegebenen Ortshelligkeiten können nicht unmittelbar mit Tabelle 1 verglichen werden, da nicht sämtliche hier verwerteten Registrierungen bei absolut wolkenfreiem Himmel stattfanden[1]).

Es handelt sich um das monatliche mittägliche Stundenmittel für ganz oder fast wolkenlose Tage. Die Einheiten sind auch hier 1000 Meterkerzen. Die Sonnenhöhen sind für Mai bis August auf 0,1°, sonst auf 0,2° genau. Zwecks möglichster Anpassung an die auf das Auge physiologisch wirksame Helligkeit, war ein Vogefilter (SCHOTT F. 5889) vorgeschaltet, ferner eine die direkte Sonnenstrahlung diffundierende Milchglasplatte.

Tabelle 3, welche S/d (s. S. 72) für wolkenlose Tage darstellt, zeigt, daß das Verhältnis die Tendenz hat, 1. mit zunehmendem λ, 2. mit wachsender Seehöhe, 3. mit zunehmender Sonnenhöhe zu wachsen, und daß 4. das Wachsen mit steigender Sonne um so stärker ausgeprägt ist, je kürzer λ ist, wenn auch für den nämlichen Ort S/d für die längeren Wellen ständig erheblich größer bleibt als für die kürzeren.

DORNOS photographische Messungen wurden mittels der WEBER-KÖNIGschen Methode ausgeführt, wogegen ZIERL[2]) ein Skalenphotometer benutzte. Bei den bekannten Schwankungen — selbst einer und derselben Emulsion — hinsichtlich der Empfindlichkeitskurve photographischer Papiere sind die beiden letzten Reihen der Tab. 3 nicht unmittelbar miteinander vergleichbar. Wegen des regelmäßigen, aber langsamen Wachsens von d und wegen des ebenfalls regelmäßigen, aber rascheren Anstiegs von S mit der Sonnenhöhe wäre von vornherein ein entsprechender regelmäßiger Anstieg von S/d zu erwarten. Die sich vor allem bei größeren

Tabelle 1.

Sonnenhöhe 15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°	65°	Spektralbezirk	Beobachter	Ort	Zeit
10,3 (1,00)	14,9 (1,45)	19,4 (1,88)	23,8 (2,31)	28,0 (2,72)	32,2 (3,14)	36,5 (3,55)	40,7 (3,95)				Rot	KÄHLER[3])	Kolberg	zwischen April 1914 u. Mai 1915
25,3 (1,00)	35,8 (1,42)	48,8 (1,93)	61,9 (2,45)	75,4 (2,98)	89,0 (3,52)	97,4 (3,85)	105,8 (4,18)				Grün	KÄHLER	Kolberg	
31,8 (1,00)	44,9 (1,41)	59,2 (1,86)	74,3 (2,34)	88,0 (2,77)	100,6 (3,16)	113,0 (3,55)	125,3 (3,94)	135,2 (4,25)	145,0 (4,56)		Helligkeits-Äquivalent	DORNO[4])	Davos	1908—1910 inkl
399 (1,00)	597 (1,50)	851 (2,13)	1043 (2,61)	1280 (3,21)	1608 (4,03)	1938 (4,86)	2292 (5,74)	2562 (6,42)	2525 (6,33)		Photograph. Methode	DORNO	Davos	1908—1910 incl.
156 (1,09)	210 (1,35)	280 (1,89)	372 (2,38)	490 (3,14)	615 (3,94)	750 (4,81)	890 (5,71)	1028 (6,59)	1170 (7,50)	1350 (8,65)	Photograph. Methode	SCHWAB[5])	Kremsmunster	zwischen 1897 u. 1903

[1]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 1ff. 1921.

[2]) H. ZIERL, D. Met. Jahrb. Bayern 1919, Anhang B.

[3]) K. KÄHLER, Veröffentl. d. Preuß. Met. Inst. Nr. 209, Bd. 7, Nr. 2. Berlin 1920.

[4]) C. DORNO, Studie. S. 109 u. 118. 1911.

[5]) P. F. SCHWAB, Wiener Denkschr. Bd. 74. Wien 1904.

Tabelle 2.

Monat	Januar	Februar	März	April	Mai	Juni	Juli	August	September	Oktober	November	Dezem
Sonnenhöhe .	22,0°	30,3°	40,8°	52,7°	61,9°	66,5°	64,8°	57,5°	46,5°	34,9°	24,9°	20,
Ortshelligkeit	53,3	69,4	101,5	125,9	140,4	137,4	145,8	128,0	105,8	84,3	58,3	45

Sonnenhöhen in Davos zeigenden Unregelmäßigkeiten dürften jedenfalls wesen lich auf den Einfluß des Wechsels der Schneebedeckung zurückzuführen sein. Auf Umwegen konnte DORNO für ultraviolette Strahlen (Kadmiumzelle oh Filter, mattierte Quarzplatte usw. benutzt) zeigen, daß S/d in Davos be Anstieg der Sonne von 10 auf 60° auf das nahezu 53fache stieg (das entsprechen Verhältnis war im Rot = 1:3,5, im Grün = 1:3,8 und im Blauviolett = 1:5,3) Ende Juli und Anfang August 1923 fand er allerdings für Muottas-Mura (2458 m) für $h = 10$ und $h = 60°$ für S/d die Werte 0,043 und 1,476, d. h. n ein Verhältnis von rund 1:34[2]). Diese Zahlen zeigen gleichzeitig den gewaltig Anteil der Himmelsstrahlung an der Gesamtstrahlung im Ultraviolett. Allgeme bleibt wegen des größeren Transparenzkoeffizienten S/d für die längeren Well am größten. Im großen und ganzen nimmt man an, daß das d um so größ und daß der Unterschied zwischen Sonnen- und Schattenlicht um so gering wird, je näher man dem Meeresspiegel kommt. Tabelle 4 gibt die Sonnenhöh an, bei denen für den blauvioletten Spektralteil an verschiedenen Orten $S =$ wird.

Hinsichtlich der Ergebnisse bezüglich der Größe von d beim Ultraviol in Abhängigkeit von der Höhenlage herrscht insofern eine Unstimmigkeit, das d nach DORNO zwischen $h = 20$ und 60° für Muottas-Muraigl im Mit nur rund 90% des für Davos (ca. 1500 m) geltenden Wertes ausmacht, wogeg nach GÖTZ (ungleich größeres Vergleichsmaterial) erst jenseits 2500 m eine mer liche Abnahme von d eintreten soll[3]). Wegen der starken Schwächung dur Dunst und der damit in Verbindung stehenden großen örtlichen und zeitlich Schwankungen hat sich die sonst stark ausgeprägte Abhängigkeit der ultr violetten Sonnenstrahlungsintensität als wenig regelmäßig erwiesen. Auf große Rolle, welche die Luftdurchmischung in der Vertikalen in verschieden Höhenlagen für die hier wesentliche atmosphärische Lichtdurchlässigkeit spie wies neuerdings vor allem SÜRING[4]) hin.

Bei totalen Sonnenfinsternissen wurde mehrfach am Anfang bzw. Ende d Finsternis eine Zunahme von S/d konstatiert, was F. M. EXNER[5]) dadurch erklären suchte, daß ein Teil der Atmosphäre, von dessen Strahlung das diffu Licht des Beobachtungsortes abhängt, sich schon bzw. noch im Mondschatt befindet, wenn der Beobachter außerhalb desselben ist.

Was den Einfluß allgemeiner Trübungen betrifft, so scheint einmal ein b merkenswerter Unterschied zwischen Trübungen als Folgeerscheinung von V kanausbrüchen und solchen zu bestehen, die — wie im Jahre 1916 und Anfa 1917 — in direkte Beziehung zur Sonnentätigkeit gesetzt wurden. Aber au hinsichtlich des mutmaßlichen Einflusses ersterer herrscht keine völlige Übe einstimmung der Ergebnisse. Übereinstimmend wurde allerdings von SCHW (1902, Ausbruch a. d. Westind. Inseln), DORNO (1912 und 1913, Katmai-Kat

[1]) C. DORNO, l. c. S. 225. Berlin 1919: Behrend & Co.

[2]) C. DORNO, Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl. S. 82. Braunschwe Vieweg & Sohn A. G. 1927.

[3]) C. DORNO, l. c. 1927, S. 84 u. P. GÖTZ, Das Strahlungsklima von Arosa. S. 71 Berlin: Julius Springer 1926; s. dazu auch C. DORNO, l. c. 1927, S. 85. Anmerk.

[4]) R. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 336ff. 1924.

[5]) F. M. EXNER, Meteorol. ZS. Bd. 23, S. 344—348. 1906.

strophe) und ZIERL[1]) (Ende Mai 1919, jedenfalls vulkanische Einflüsse vermutet) eine Zunahme von d gefunden, ja, von ZIERL eine Steigerung um das 5 bis 6fache. Während aber DORNO und ZIERL jedenfalls keine nennenswerte Verminderung der Gesamtbeleuchtung (DORNO für die Helligkeits-, ZIERL für die phot. Strahlung) fanden, konstatierte SCHWAB durchaus eine Abnahme von $S + d$ (phot. gemessen). DORNOS Ergebnisse bezogen sich auf mehrere Strahlungsgebiete, wie aus Tabelle 5 zu ersehen, wo die eingeklammerten Zahlen Normalwerte bedeuten.

In der ganzen Trübungsperiode[2]) hatte im Mittel die gesamte direkte Sonnenstrahlung (Wärmestrahlung) um 18, die Helligkeitsstrahlung um 20, die ultraviolette um 42% abgenommen. Entsprechend hatte auch die Intensität im Grün mehr verloren als im Rot, ebenso aber — und zwar noch mehr — beim Himmelslicht, so daß DORNO den Schluß der Verschiebung des Gesamtlichtes nach dem langwelligen Ende des Spektrums zog. — Für 1916 liegen von DORNO keine Bestimmungen von d vor. ZIERL fand eine Herabminderung des Gesamtlichtes, bemerkenswerterweise aber keine Veränderung von d. Es wäre vielleicht zu untersuchen, ob das verschiedene Verhalten bei tellurischen und bei kosmischen Trübungen zum Teil mit verschiedener Höhenlage der trübenden Teilchen zusammenhängt. Zu bemerken ist auch, daß DORNO für 1916 unter Berücksichtigung von Messungen im Grünblau und Blau, im Blauviolett und Ultraviolett zu dem Ergebnis kam, daß gegenüber dem jedenfalls erheblich weniger gestörten Jahre 1917 die kurzwelligen Strahlen bevorzugt waren (s. dagegen 1912 u. 1913). — Im Zusammenhang mit der bei regerer Sonnentätigkeit vom 18. bis 25. Februar und am 23. und 27. März 1920 beobachteten „tellurischen Sonnenkorona" fand DORNO[3]) für das Ultraviolett eine sehr deutliche Abnahme von d.

Eine Erniedrigung der Gesamtbeleuchtung tritt natürlich in allen Fällen ein, wo Wolken die direkte Sonnenstrahlung und damit auch ihre indirekte Wirkung stark beeinträch-

Tabelle 3.

Sonnenhöhe 15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°	Ort	Jahr	Beobachter	Farbe
4,40	5,84	8,12	9,71	10,57	12,27	13,74	13,34	13,60	13,21	Davos	1908—1910 inkl.	DORNO	Rot
3,54	4,70	6,50	7,72	8,43	9,78	10,90	10,68	10,92	10,55	Davos	1908—1910	DORNO	Helligkeits-Äquivalenzwert
2,82	3,76	5,17	6,09	6,68	7,72	8,60	8,50	8,69	8,37	Davos	1908—1910	DORNO	Grün
0,91	1,28	1,74	2,06	2,47	3,13	3,90	3,90	3,68	3,44	Davos	1908—1910	DORNO	Blauviolett (phot.)
1,69	2,94	4,29	5,44	6,76	8,38	10,44	12,20	13,23	13,68	Zugspitze	1915—1919	ZIERL	Blauviolett (phot.)

[1]) H. ZIERL, Anmerk. 2 auf S. 79.
[2]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 29, S. 580—584. 1912; Bd. 30, S. 465—474. 1913, s. auch J. MAURER u. C. DORNO, ebenda Bd. 31, S. 49—62. 1914.
[3]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 80. 1920; Bd. 38, S. 6. 1921.

Tabelle 4.

Ort	Wien	Lissabon	Petersburg	Heidelberg	Kremsmünster	Davos-Platz	Berninahc
Sonnenhöhe	57°	51°	50°	42°	35°	19°	16°

tigen[1]). Ist die Sonne ganz oder teilweise frei, so kann — natürlich dun schwarze Wolken ausgenommen — eine Erhöhung eintreten. Abgesehen der Art der Wolken und ihrer Stellung zur Sonne kommen als wesentli Faktoren in Frage: 1. die Helligkeitsstufe der Sonne ($S_0 - S_4$), 2. der

Tabelle 5.

Monat und Jahr	Sonnenhöhe	$S + d$		d		S/d
		Äquivalenzwert	hg/hr	Äquivalenzwert	hg/hr	
Oktober 1912	16°	56,4 (55,7)	2,96 (3,21)	7,9 (4,5)	3,57 (4,58)	3,35 (5,3
Februar 1913	19°	55,3 (55,1)	3,16 (3,22)	11,9 (7,9)	4,04 (4,70)	2,80 (5,0
April 1913	42°	101,0 (103,5)	3,13 (3,17)	21,8 (12,4)	4,10 (4,76)	3,80 (7,8

wölkungsgrad ($B_0 - B_{10}$), 3. die Sonnenhöhe[2]). — Soweit die Helligke strahlung in Frage kommt, scheinen die Ergebnisse der verschiedenen obachter (L. WEBER, DORNO, KÄHLER) im nämlichen Sinne zu liegen. eine eventuelle Vermehrung natürlich nur d betrifft, kann S/d nie zunehm Starke Unstimmigkeit herrscht hinsichtlich der photographischen Ergebn [s. DORNO[3]) PORSILD[4]), STELLING[5]), RUBEL[6]) und ZIERL[7])].

Die Widersprüche mögen zum Teil auf die verschiedene Genauigkeit Methoden, die verschiedene Auffassung des Farbtons (WIESNERsches Verfahr auf größeren oder geringeren Einfluß von Schnee- oder sonstigen Reflexen rückzuführen sein. Auch ist zu bedenken, daß das Vorhandensein von Woll gelegentlich mit der Tendenz zur Kondensation am ganzen Himmel Hand Hand gehen mag, was sowieso eine Schwächung der direkten Sonnenstrahlu herbeiführen würde.

Hinsichtlich der Farbenzusammensetzung muß ein kurzer Hinweis dar genügen, daß sie im großen und ganzen ausgleichend bei der Gesamtbeleuchtu wirkt, indem sich die Farben von S und d einander nähern. Ähnliches gilt für P d. h. für das Verhältnis des photographischen S/d-Werts zum Rotwert. stark sich der Schwerpunkt der Himmelshelligkeit bei Bedeckung mit wei Wolken nach dem langwelligen Spektrumende verschiebt, zeigen die exakten M sungen KÖTTGENS[8]).

Hinsichtlich sonstiger Einflüsse sei zunächst auf die geringe Beleuchtun stärke hingewiesen, die WIESNER und STRAKSCH für Ägypten und RÜBEL Algier und die Sahara fand, und die mit der Sandtrübung zusammenzuhän scheint, da sie nach längeren Regenfällen ausblieb. Aus den Messungen Rosc und THORPES leitete PERNTER eine auf Transport von Staub in die höhe Atmosphärenschichten zurückgeführte Depression der Kurve um die wärm Tageszeit ab. Von verschiedenen Beobachtern wurde auch auf eine Abhang

[1]) Siehe hier auch A. ÅNGSTRÖM, Meteorol. ZS. Bd 36, S. 258 1919
[2]) Siehe auch A. ÅNGSTRÖM, Meteorol. ZS. Bd. 36, S. 258ff. 1919.
[3]) C. DORNO, Studie 1911, l. c. S. 60—70.
[4]) P. PORSILD (s. Fußnote 8, S. 72).
[5]) E. STELLING, Repert. Met. Bd. 6, Nr. 6. 1878
[6]) E. RÜBEL, Vierteljschr. d. naturf. Ges. Zürich 1908, S. 207—280, besonders S. bis 270 (hier auch Überblick über die Methode und gutes Literaturverzeichnis).
[7]) H. ZIERL, l. c. (Fußnote 2, S. 79).
[8]) E. KÖTTGEN, Ann. d. Phys. Bd. 53, S. 793—811. 1894.

keit von den atmosphärischen Feuchtigkeitsverhältnissen geschlossen; unter anderem fand DORNO gelegentlich der Beobachtung der im Oktober 1920 auftretenden, in Zusammenhang mit besonders großem Wasserdampfgehalt der höheren Atmosphärenschichten gebrachten hellen „tellurischen Sonnenkorona" eine stark herabgeminderte Ortshelligkeit.

Tabelle 6 zeigt Monats- und Jahresmittel der mittäglichen Ortshelligkeit an verschiedenen Orten ohne Rücksicht auf die Bewölkung. Die Köpfe geben Ort, Zeit, Beobachtungsmethode und Beobachter. Die gleichzeitigen Kieler[1]) und Davoser sowie die einander entsprechenden Davoser und Neubrandenburger[2]) Messungen zeigen sowohl hinsichtlich durchschnittlicher Beleuchtungsstärke und Gleichmäßigkeit der zeitlichen Verteilung die starke Überlegenheit des Hochgebirges über die Ebene, die überhaupt durch sämtliche Messungen der neueren Zeit dargetan wurde. Hinsichtlich der Tageslichtsummen hat sich unter anderem die nämliche Überlegenheit von Kremsmünster[3]) über Wien, vom Bernina-Hospiz über Kremsmünster, von der Zugspitze über Mittenwald, von Muottas-Muraigl und Arosa über Davos und noch mehr über Agra[4]) ergeben.

Tabelle 6.

	Davos 1908/1910 Rot. — DORNO	Davos 1908/1910 Grün — DORNO	Kiel 1908/1910 Helligkeits-Äquivalenzwert — WEBER	Davos 1908/1910 Helligkeits-Äquivalenzwert. — DORNO	Davos 1919/1920 Kalium-Zelle mit Voge-Filter — DORNO	Kolberg 1914/1915 Helligkeits-Äquivalenzwert. — KÖHLER	Davos 1909/1910 Weber-Königsche phot. Methode. — DORNO	Neubrandenburg 1909/1910. Weber-Königsche phot. Methode — H. KÖNIG	Neubrandenburg 1908/1910. Weber-Königsche phot. Methode. — H. KÖNIG	Hamburg 1899/1900 Weber-Königsche phot. Methode — H. KÖNIG[5])
Januar	21,9	71,0	7,7	45,9	41,1	9,7	528	158	169	179
Februar	29,3	95,0	15,6	61,3	64,4	19,2	893	275	297	285
März	45,5	148,9	27,4	95,8	84,1	27,0	1199	518	549	617
April	53,7	173,6	40,5	112,4	86,1	59,1	1337	804	786	972
Mai	55,5	182,1	46,8	117,0	91,6	57,2	1453	1144	1084	1085
Juni	53,5	176,0	55,9	112,7	85,8	67,8	1270	1070	1187	1330
Juli	47,3	155,4	54,4	99,8	93,0	72,0	1252	890	942	1142
August	48,8	159,0	44,8	102,4	95,9	58,9	1089	817	859	1136
September . .	40,5	130,9	44,5	84,7	78,7	45,4	1157	653	661	799
Oktober .	34,9	111,4	24,0	72,6	64,1	19,8	764	421	452	438
November . .	21,5	70,0	14,0	45,1	41,2	9,7	586	190	220	226
Dezember . .	18,1	59,7	7,1	38,3	33,0	8,4	428	170	176	140
Jahr	39,2	127,8	31,9	82,3	71,6	37,8	996	59	615	696

Tabelle 7 gibt einige der von A. F. MOORE und L. H. ABBOT[6]) mittels des ABBOTschen Pyranometers (s. S. 76) auf dem Hump-Mountain in Nord-Carolina (1460) gewonnenen Ortshelligkeitswerte in gcal/min · cm² nebst Pyrheliometermessungen (im nämlichen Maß). Wie man sieht, wächst auch hier S/d mit der Sonnenhöhe. Auch die Tendenz der Zunahme von S/d mit zunehmender Luftklarheit ist aus den mitgeteilten Zahlen zu erkennen. Überhaupt wächst im allgemeinen die Energiezufuhr durch die diffuse Strahlung mit der Ex-

---

[1]) Über die WEBERschen Tageslichtmessungen ist mehr oder weniger fortlaufend in den Schriften des Naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein berichtet; s. hier vor allem Bd. 10, S. 77—94. 1895; Bd. 11, S. 48. 1898 u. Bd. 13, S. 97—114. 1906; s. auch Meteorol ZS. Bd. 2, S. 163—172, 219—224 u. 451—455. 1885; s. auch C DORNO, Schr. d. Naturw. Vereins f. Schlesw.-Holst. Bd 14, S. 276ff. 1907—1908.

[2]) H. KÖNIG, Arch. d. Vereinig. d Freund. d. Naturf. i. Mecklenburg 1903—1911.

[3]) P. F. SCHWAB, Denkschr. d. k. Akad d. Wiss., math.-nat. Kl. Bd. 74, 78 S. 1904.

[4]) R. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 325ff. 1924.

[5]) Siehe H. KÖNIG, Arch. Ver. Freund. Nat. Mecklenb. 1911, S. 78—94.

[6]) L. H. ABBOT, Ann. Astr. Obs. Smiths. Inst. Bd. 4, S. 260ff. 1922.

Tabelle 7.

Datum	Luftmasse	Sonnenhöhe	d	Pyrheliometer	S	$S+d$	S/d	Bemerkungen
18. August 1917	4,89	11° 33′	0,0501	1,037	0,212	0,2621	4,23	wolkenlos;
	2,03	29° 30′	0,0758	1,342	0,661	0,7368	8,27	belig längs
	1,30	50° 30′	0,0974	1,421	1,093	1,1904	11,23	Horizonts
13 Oktober 1917	4,83	11° 42′	0,0450	1,116	0,231	0,2760	5,14	wolkenlos, ab
	3,29	17° 33′	0,0549	1,295	0,394	0,4489	7,17	sehen von k
	2,03	29° 30′	0,0659	1,447	0,713	0,7789	10,81	nen Zirren
	1,39	46° 0′	0,0782	1,522	1,095	1,1732	14,00	SE. Sehr

tinktion der direkten, was wegen der verhältnismäßig starken Zunahme von d abnehmender Sonnenhöhe für die Wärmebilanz der Erde von großer Bedeutung Für den Zenitstand der Sonne gibt DEFANT[1]) den durchschnittlichen Wert diffusen Himmelsstrahlung zu $I_0 (1 - q)/2$ an, wo I_0 die Solarkonstante und q Transmissionskoeffizienten bedeuten. An die diesbezüglichen theoretischen Unt suchungen KINGS sowie die den täglichen Gang der Lufttemperatur berücksi tigenden Untersuchungen TRABERTS[2]) sei kurz erinnert. Wesentlich zu berü sichtigen ist natürlich der unter anderen von KIMBALL studierte Einfluß v schiedenartiger Wolken auf die Einstrahlung von Sonne und Himmel.

Verschiedentlich wurde versucht, die Beleuchtung der horizontalen Flä durch das Himmelslicht rechnerisch zu erfassen. Ausgehend von dem Gedank daß die zerstreute Sonnenstrahlung im Himmelslicht wieder auftritt, gelan EXNER[3]) unter Berücksichtigung der auf Grund der RAYLEIGHschen Theo errechneten primären Diffusion und bei Vernachlässigung der Extinktion folgender, die Beleuchtung H mit dem Transmissionskoeffizienten p für Sonnenstrahlung und der Zenitdistanz z der Sonne verbindenden Formel:

$$H \text{ (das frühere } d) = -3/32 \cdot \ln p (5 + \cos^2 z).$$

Diese läßt in richtigem Sinne das H mit der Erhebung über das Meeresnive sinken; auch stimmt sie mit dem Ergebnis der Beobachtungen, wonach H abnehmendem p wächst, überein. Die Nichtberücksichtigung größerer Teilc und die Vernachlässigung der Extinktion führt aber zu dem unmöglichen gebnis, daß H mit dauernd wachsender Trübung (Bewölkung) bis ins Unendli wächst. Die Berücksichtigung der nur durch die Lichtdiffusion erzeugten tinktion führte nun MILCH[4]) bei Einführung des LINKEschen Trübungsfakt T wegen der mit wachsendem T zunehmenden Extinktion von Sonnen- Himmelslicht zu einem vom Extinktionskoeffizienten und von der vom prim zerstreuten Licht durchsetzten Luftstrecke abhängigen Wert von T, bei welch H sein Maximum erreicht (um von da ab zu sinken). MILCH versuchte auch erster Annäherung, unter Berücksichtigung DORNOschen Materials, eine A schätzung der Wirkung der sekundären Diffusion auf das H. Der Vergle zwischen Theorie und Beobachtung führte, soweit die Beziehung zwischen und T in Frage kam, zu ganz befriedigendem Ergebnis, wogegen der Vergle hinsichtlich der Abhängigkeit des H von der Sonnenhöhe weniger befriedig ausfiel. Den Grund für diese Unstimmigkeit möchte MILCH in der Nichtanwe barkeit des RAYLEIGHschen Zerstreuungsgesetzes erblicken (s. BLUMER S. Wichtig scheint vor allem das Ergebnis dieser Überlegungen zu sein, daß sekundare Diffusion für die durch den Himmel hervorgebrachte Beleucht

[1]) A DEFANT, Lufthülle und Klima. Leipzig u. Wien: Fr. Deuticke 1923.
[2]) W. TRABERT, Meteorol. ZS. HANN-Band, S 337 1907.
[3]) F M. EXNER, Wiener Ber. Bd 118, Abt. IIa, 1909 u Met. Optik, 2. Aufl., S. 822ff. 19
[4]) W MILCH, Meteorol. ZS Bd. 44, S. 201–212. 1927.

der horizontalen Fläche um so mehr in Frage zu kommen scheint, je mehr größere Partikeln zu berücksichtigen sind.

4. Vorder- und Unterlicht. Das Vorderlicht kann uns nun nicht mehr physikalisch wesentlich neue Gesichtspunkte geben, so daß wir uns kurz fassen können. Eingeführt wurden die Messungen durch WIESNER. Grundlegende Untersuchungen über das für die verschiedenen Richtungen geltende und für das mittlere Vorderlicht in Beziehung zum Oberlicht und zur örtlichen Helligkeitsverteilung am Himmel rühren von SCHRAMM[1]) her. Aus den Messungen sämtlicher Beobachter geht hervor, daß die absoluten Werte des Vorderlichtes ebenso wie die des Oberlichtes prinzipiell mit steigender Sonne zunehmen, beim Oberlicht jedoch rascher als beim Vorderlicht. Die Erklärung dafür liegt natürlich darin, daß das Vorderlicht nicht nur von der mit steigender Sonne zunehmenden Gesamthelligkeit, sondern auch von dem für vertikale Flächen mit steigender Sonne ungünstiger werdenden Inzidenzwinkel abhängt. Wesentlich für die Erklärung der tatsächlichen Verhältnisse, daß die Sonnenstrahlen bei tieferem Sonnenstand eine größere Extinktion erleiden, wobei zu bedenken ist, daß die atmosphärischen Wegstrecken vom Zenitstand der Sonne bis zu 1° Sonnenhöhe von 1 bis auf nahezu 27 wachsen. Ähnliches gilt für die diffuse Strahlung, worauf zurückzuführen ist, daß das mittlere Vorderlicht auch bei bewölktem Himmel, wenn auch unregelmäßig, mit der Sonnenhöhe wächst. — Wie unter anderem aus den Messungen DORNOS[2]), BENKENDORFFS[3]) und FURLANIS[4]) hervorgeht, kann das Unterlicht, d. h. die einer horizontalen, dem Erdboden zugekehrten Fläche zukommende Beleuchtung, von großem Einfluß auf die gesamten Beleuchtungsverhältnisse werden. Nach LAMBERTS und SEELIGERS Definition der Albedo der Erdoberfläche ist diese nichts anderes als das Verhältnis vom Unter- zum Oberlicht. Auf Grund der Untersuchungen THALERS über die diffuse Reflexion matter Oberflächen muß prinzipiell zugegeben werden, daß sich die Albedowerte mit Himmelsbedeckung und Sonnenhöhe ändern, wie es auch BENKENDORFF fand. DORNO zeigte vor allem die starken Schwankungen der Schneealbedo, indem er für alten Schnee 0,64, für neuen 0,74 und für solchen mit leicht gefrorener Oberfläche 0,89 fand. Sehr wertvolle Untersuchungen stellte er auch über den Einfluß der Flächenhelle des natürlichen Horizonts auf die Beleuchtung der Horizontalfläche an.

5. Ausstrahlung, Gegenstrahlung und damit zusammenhängende Probleme. Die Kenntnis des atmosphärischen Wärmehaushalts fordert außer der Berücksichtigung der Einstrahlung von direktem Sonnen- und diffusem Himmelslicht — wobei auch die meist arg vernachlässigte, vom Erdboden reflektierte diffuse Himmelsstrahlung zu beachten ist — auch diejenige der Ausstrahlung, der Gegenstrahlung und des Energiezu- oder -abflusses durch Kondensation oder Verdunstung sowie durch Konvektion und ebenso natürlich diejenige der geometrischen (s. WOIKOF) und physikalischen [s. HOMÉN, J. MAURER, W. SCHMIDT[5]), SCHUBERT] Beschaffenheit des Terrains. Was die Konvektion betrifft, so haben die bahnbrechenden Untersuchungen W. SCHMIDTS (s. auch TAYLOR) über den in engem Konnex mit der ungeordneten, turbulenten Bewegung stehenden atmosphärischen Massenaustausch zu völlig neuen Ge-

[1]) W. SCHRAMM, Dissert Kiel 1901.

[2]) C. DORNOS großes Werk S. 214—218. 1919.

[3]) R BENKENDORFF, Dissert. Kiel 1914.

[4]) J. FURLANI, Wiener Denkschr. Bd. 93. 1916. 36 S.

[5]) Die für den Wärmehaushalt des Meeres wichtigen Untersuchungen W. SCHMIDTS über die Beziehungen zwischen dem Reflexions- und Ausstrahlungsvermögen des Wassers siehe Wiener Ber. IIa, Bd. 117, S. 75ff. 1908, Ann. d. Hydrogr. Bd. 43, S. 111ff. u. 169ff. 1915; Meteorol. ZS. Bd. 33, S 111ff. u. 257ff 1916.

sichtspunkten hinsichtlich des Wärmeaustauschs zwischen Erdoberfläche u
Luft geführt. Von besonderer Wichtigkeit ist auch die sich aus dem Massena
tausch-Koeffizienten ergebende Wärmeleitfähigkeit der Atmosphäre[1]). I
jedenfalls in hohen Breiten auch am Tage eine Ausstrahlung vorhanden
haben bereits die zuverlässigen Messungen HOMÉNS[2]) in Schweden und Fi
land erwiesen. Nach DORNO[3]) und ÅNGSTRÖM[4]), durch deren systematis
Beobachtungen bzw. Registrierungen die vereinzelten Ergebnisse HOMI
bezüglich des täglichen Wärmeumsatzes zwischen Himmel und Erde erhebl
erweitert und vertieft wurden, ist für wolkenlosen Himmel im Hochgebi
auch bei Tage ein dauernder Wärmestrom von der Erde zum Himmel anzunehm
Umgekehrt fanden ABBOT und ÅNGSTRÖM in Algier bei 58° Sonnenhöhe e
Einstrahlung; im namlichen Sinne lagen die Ergebnisse LO SURDOS[5]) für Nea
während BOUTARIC[6]), dessen Ergebnisse hinsichtlich des täglichen Ganges
Ausstrahlung überhaupt wenig mit denen LO SURDOS übereinstimmten (
allem siehe das Fehlen des außer von LO SURDO auf dem Monte Cimone v
EXNER und RIMMER auf dem Sonnblick konstatierten Maximums der A
strahlung kurz vor Sonnenaufgang), in Montpellier bei heiterem Himmel a
einen nach oben gehenden Wärmestrom fand. Im übrigen ist vor allem
die Arbeiten von ASKLÖF[7]), DEFANT[8]), EXNER[9]), KIMBALL[10]), MAURER[11]), PE
TER[12]), ROBITSCH[13]) und TRABERT[14]) zu verweisen.

Unter der Voraussetzung, daß die Erde wie ein schwarzer Körper stra
daß im Weltraum eine Temperatur von $-273°$ C und am Erdboden eine dur
schnittliche von $+12°$ C herrscht, müßte letzterer nach dem STEFAN-BOLTZMAN
schen Gesetz pro Quadratzentimeter und Minute 0,500 gcal ausstrahlen. Die gr
Differenz gegen die effektive Ausstrahlung, für die bei unbedecktem Him
ein mittlerer Wert von 0,16 gcal. angenommen wird, führte notwendig
Annahme einer die Ausstrahlung auf den beobachteten Wert herabsetzend
nach unten gerichteten „Gegenstrahlung" von etwa 0,36 Kalorien [na
R. EMDEN[15]) für mittleren Wasserdampfgehalt der Atmosphäre zu $0,8 \cdot s \cdot$

---

[1]) W. SCHMIDT, Wiener Ber. Bd. 126, IIa, S. 757ff. 1917; Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 26
1921; Probl. d. Kosm. Phys. Bd. VII. Hamburg: H. Grand 1925.

[2]) TH. HOMÉN, Der tägliche Wärmeumsatz im Boden und die Wärmestrahlung zwisc
Himmel und Erde. Leipzig 1897.

[3]) C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 313ff. 1922; Die Wissensch. Bd. 63, S. 82–
1919; Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl, S. 75ff. Braunschweig: Vieweg & S
A. G. 1927; Mit A. ÅNGSTRÖM, Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 42. 1921.

[4]) A. ÅNGSTRÖM, Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 56ff. u. 529ff. 1916, Bd. 34, S. 14ff. 19
Ymer 1924, S. 1ff.; Smiths. Miscell. Collect. Bd. 65, Nr. 3. Washington 1915 (Ref. Meteo
ZS. Bd. 33, S. 189ff. 1916).

[5]) LO SURDO, Il nuovo Cim. Bd. 15, S. 252. 1908.

[6]) M. A. BOUTARIC, Ann. d. phys. Bd. 10, S. 26–132. 1918 (s. hier auch den hist
Überblick!).

[7]) ST. ASKLÖF, Geogr. Ann. 1920, H. 3.

[8]) A. DEFANT, Geogr. Ann. 1922, H. 1, S. 99–108; Wiener Ber. Bd. 125, H. 10. 19
Meteorol. ZS. Bd. 35, S. 224ff. 1918; Ann. d. Hydrogr. Bd. 47, S. 93. 1919; Lufthülle u
Klima, S. 33ff. Deuticke 1923.

[9]) F. M. EXNER, Meteorol. ZS. Bd. 20, S. 409ff. 1903; Wiener Ber. Bd. 120. Februar 19

[10]) H. H. KIMBALL, Monthl. Weather Rev. Bd. 46, S. 57ff. 1918.

[11]) J. MAURER, Berl. Ber. Nov. 1887 (s. auch Ann. d. Schweizer Met. Zentralanst. Bd.
Appendix 5. 1885 u. Meteorol. ZS. Bd. 4, S. 189. 1887; s. hier auch allgemein Lehrb. der M
von HANN-SÜRING, 4. Aufl., S. 816ff. 1926).

[12]) J. M. PERNTER, Wiener Ber. Bd. 97, S. 1562. 1888.

[13]) A. M. ROBITSCH, Die Arb. d. Preuß. Aeronaut. Obs. bei Lindenberg Bd. 15, S. 194ff. 19

[14]) W. TRABERT, s. PERNTER l. c.; ferner Meteorol. ZS. Bd. 9, S. 41. 1892, ebenda Ha
band 1907, S. 337 und sein Lehrb. d. kosm. Phys. von 1911.

[15]) R. EMDEN, Strahlungsgleichgewicht und atmosphär. Strahlung. Münchener Ber. 19

angenommen, wo s die bekannte Strahlungskonstante und T die absolute Temperatur der untersten Luftschicht bedeuten], für welche MAURER schon, bevor er die ersten absoluten Ausstrahlungsmessungen anstellte, aus dem wesentlich durch die Wärmeausstrahlung bedingten nächtlichen Temperaturgang der Luft einen ähnlichen Wert erschlossen hatte. Die Gegenstrahlung wird namentlich durch die Absorption der langwelligen Erdstrahlung hervorgerufen; es ist aber (ganz abgesehen von der diffusen Himmelsstrahlung) auch die Absorption der Sonnenstrahlung, die nach KING[1]) sogar in der staubfreien Luft des Mount Wilson eine Erhöhung der Lufttemperatur um 0,015° pro Stunde (an der Erdoberfläche rund 0,1°) bewirkt, nicht ganz zu vernachlässigen. Diese Gegenstrahlung wächst nach A. ÅNGSTRÖM mit dem Wasserdampfgehalt, wogegen die Zunahme des Dampfdrucks eine Abnahme der Ausstrahlung bewirkt. Überhaupt werden die Schwankungen in der Temperaturstrahlung der Atmosphäre nach ÅNGSTRÖM hauptsächlich durch solche von Temperatur und Feuchtigkeit bestimmt. Allerdings schien es, als ob, entgegen der Annahme EMDENS, die Gegenstrahlung mit zunehmender Höhenlage nicht proportional dem absoluten Wasserdampfgehalt, sondern langsamer abnimmt. ÅNGSTRÖM[2]) zeigte, daß hier offenbar die Wirkung der selektiven Absorption (Erwärmung) im Ultrarot — nicht etwa die Diffusion der von den unteren Luftschichten ausgehenden Wärmestrahlung an materiellen Teilchen der oberen — eine Rolle spielt, wobei er an Kohlensäure sowie an Ozon (evtl. auch an Kohlenwasserstoffe tellurischen bzw. kosmischen Ursprungs) dachte. Im übrigen kann natürlich die wechselnde vertikale Temperatur- und Feuchtigkeitsverteilung die jeweilige Abhängigkeit der Strahlungsverhältnisse von der Höhenlage verändern. ROBITSCH[3]) berechnete die Abhängigkeit der Ausstrahlung von der Höhe nach Registrieraufstiegen in Batavia, Lindenberg und auf Spitzbergen Das Ergebnis seines Versuchs, aus den mit Hilfe einer thermoelektrischen Versuchsanordnung gewonnenen Ausstrahlungsmessungen eine Beziehung zwischen Luftdichte, Dampfdruck und Temperatur einer- und Gegenstrahlung anderseits abzuleiten, mahnt für weitere Messungen zur Vorsicht, da hier besonders deutlich zutage trat, daß überhaupt alle bei großer relativer Feuchtigkeit ausgeführten Messungen, bei denen die exponierten Flächen eine tiefere Temperatur als diejenige des Taupunktes haben, notwendig zu unrichtigen Schlußfolgerungen führen müssen [s auch ÅNGSTRÖM[4])]. Allgemein fand ÅNGSTRÖM für die effektive Ausstrahlung R folgenden Ausdruck:

$$R = \frac{T^4}{293^4} (0{,}123 + 0{,}158 \cdot 10^{-0{,}071 \cdot e}),$$

wo T und e die absolute Temperatur bzw. den Dampfdruck am Beobachtungsort bedeuten. Im großen und ganzen genommen sollen seine eigenen Messungen (in Kalifornien sowie in Abisko) sowie die von ASKLÖF (in Upsala) und von DORNO (in Davos) dem Ausdruck gut gehorchen.

Nach ÅNGSTRÖM zeigt die von einer schwarzen Fläche in normaler Richtung ausgehende Strahlung ein Maximum in Richtung auf den Zenit, während letztere mit Annäherung an den Horizont mehr und mehr abnimmt. Eine besondere Bedeutung kommt nach ÅNGSTRÖM, ASKLÖF, DEFANT und DORNO der Größe und der Art der Bewölkung zu, indem vor allem eine niedrige Wolkendecke durch ihre Gegenstrahlung die effektive Ausstrahlung stark vermindert. ÅNG-

---

1) L. V. KING, Phil. Trans. Bd. 212, S. 375ff. 1912—1913 (Ref. Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 306ff. 1913).

2) A. ÅNGSTRÖM, Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 535ff. 1916.

3) A. M. ROBITSCH, l. c u. Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 388 u. 389. 1926 sowie Mitt. d. Aeronaut. Obs. Lindenberg 1927, S. 131—132.

4) A. ÅNGSTRÖM, Medd. fran Statens Meteorol. Hydrogr. Anst. Bd. 3, Nr. 12, S. 3—12. 1927.

STRÖM fand für den Durchschnitt zahlreicher Fälle folgende lineare Bezi
zwischen der Ausstrahlung R_w für den Bewölkungsgrad w, dem w und de
strahlung bei unbewölktem Himmel (R_0):

$$R_w = R_0 (1 - k \cdot w/10),$$

wo k eine von Wolkenart bzw. Wolkenhöhe abhängige Konstante bed
Nach ASKLÖF und DEFANT können im Einzelfall große Abweichungen vor
selben bestehen. DEFANT[1]) wies vor allem auf die nahe Beziehung zwi
dem k und einer für die Abhängigkeit der nächtlichen Abkühlung von de
wölkung charakteristischen Konstanten hin.

Hinsichtlich der Klimaverhältnisse der Erde ist es wesentlich, daß
keineswegs mit der Kompensation einer Temperaturerhöhung der Erdoberf
durch vermehrte Ausstrahlung rechnen darf, da durch eine Temperaturerhö
meist eine Vermehrung des Wasserdampfgehalts und damit auch eine
minderung der Durchlässigkeit für die langen Wellen bewirkt wird, so daß
ÅNGSTRÖM die totale Ausstrahlung auf verschiedenen Breitengraden wenig
mit ziemlich großer Annäherung einen konstanten Wert beizubehalten sch
In Anlehnung an W. SCHMIDTsche, DEFANTsche, EXNERsche Gedankeng
(s. hier in bezug auf den Massenaustausch-Koeffizienten die Wärmeleitfähi
der Atmosphäre in horizontaler und vertikaler Richtung) ging ÅNGSTRÖM
Berücksichtigung der Bestimmungen der Energiealbedo der Erde von A
und ALDRICH sowie von STUCHTEY und A. WEGENER sowie derjenigen der
ihm selber, von DORNO, RICHARDSON, STUCHTEY und WEGENER ausgefüh
Messungen über das Reflexionsvermögen der Bodendecke und von Wa
flächen den Beziehungen zwischen Energiezufuhr (mit großen Entropieme
beladene, strahlungsfähige Luftmassen gelangen vom Äquator in höhere Bre
und Temperatur auf verschiedenen Breitengraden nach[2]).

Tiefere Einblicke in den Strahlungsmechanismus des atmosphäris
Vertikalschnitts geben vor allem die Arbeiten von GOLD, EMDEN, SCHW
SCHILD und HERGESELL, von denen ersterer bei seinen Untersuchungen über
Strahlungsgleichgewicht übersichtlichere Annahmen machte, wogegen die
nahmen der letzteren — Trennung des kurzwelligen vom langwelligen Antei
weniger einfach, dafür aber der Wirklichkeit wesentlich näher kommend wa
HERGESELL speziell machte bei seinen Berechnungen, gestützt auf die Ergebn
SÜRINGS, allgemeinere und damit richtigere Annahmen über die Wasserdan
verteilung. Im weiteren kann — s. aber auch BOUTARIC — auf die Behandl
des Gegenstandes im Bd. XI ds. Handb. (S. 170ff.) verwiesen werden[3]).
Wesentlich für die Temperatur der Erdoberfläche ist auch das für die kurzwelli
und langwelligen Strahlen verschieden starke atmosphärische Absorpti
vermögen, und damit in Beziehung stehend die Tatsache, daß die Strahl
der Sonne nur am Tage, diejenige der Erde bzw. der Atmosphäre aber Tag
Nacht in Frage kommt. Dem verschiedenen Absorptionsvermögen für ku
und lange Wellen ist es wesentlich zu verdanken, daß die Temperatur an
Erdoberfläche um ca. 33° höher liegt als die aus dem STEFANschen Gesetz
rechnete (Wärmeschutz der Atmosphäre, sog. Glashauswirkung). Die große
deutung der Gegenstrahlung für den Wärmeschutz des Erdbodens und
unteren Luftschichten, und zwar namentlich für hohe Breiten und den Win
mittlerer Breiten, wurde bereits durch EMDEN in helles Licht gerückt. Na

[1]) A. DEFANT, Geogr. Ann. 1922, H. 1.
[2]) A. ÅNGSTRÖM, Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 15, S. 1ff. 1926.
[3]) S. auch M. A. BOUTARIC, Ann. d. phys. Bd. 10, S. 115ff. 1918.

DEFANT wäre sogar für alle Breiten die Jahressumme der Gegenstrahlung größer als die jährliche den Erdboden erreichende Sonnenstrahlung.

Eine umgekehrte Glashauswirkung käme nach HUMPHREYS[1]) — unter Berücksichtigung des Verhältnisses des aus den Dimensionen des BISHOPschen Ringes erschlossenen Durchmessers der Fremdpartikel zur langwelligen Erd- bzw. zur kurzwelligen Sonnenstrahlung (RAYLEIGHsches Gesetz) — bei der mehrfach behaupteten Abkühlung nach starken Vulkanausbrüchen in Frage. KÖPPEN[2]) steht dem aber etwas skeptisch gegenüber. Bemerkenswert ist hier jedenfalls, daß sich sowohl nach BOUTARIC als auch nach A. ÅNGSTROM und VERY[3]) der Einfluß atmosphärischer Staubtrübung auf die Ausstrahlung als gering erwies. Nach KÖPPEN besteht dagegen ein unzweifelhafter Zusammenhang zwischen der Durchschnittstemperatur an der gesamten Erdoberfläche und der Sonnenfleckenperiode (die Gebiete mit positiver Temperaturabweichung zu Zeiten geringer Fleckenmenge größer und umgekehrt], deren Auswirkung allerdings von NEWCOMB erheblich geringer bewertet wird. Diesen Zusammenhang sucht HUMPHREYS[4]), gestützt auf Experimente von LADENBURG und LEHMANN[5]) über das verschiedene Absorptionsvermögen des Ozons für kurze und lange Wellen durch periodische Bildung von Ozon in den oberen Luftschichten zu erklären. In ähnlicher Weise sucht GOTZ[6]) in der wechselnden Absorption des Ozons fur längere Wellen den Schlussel für die Erklärung der von CLAYTON behaupteten Beziehungen zwischen Wetterschwankungen und Sonnentätigkeit, wobei auf den Gegensatz zu der sonst vertretenen Ansicht zwischen Sonnentätigkeit und Solarkonstante hingewiesen sei. Der ausgeprägte Jahresgang der ultravioletten Sonnenstrahlung wird aber nach DORNO[7]) wesentlich durch ganz andere Faktoren geregelt. — Bei Annahme einer Durchschnittstemperatur von rund + 14° C erhält die Erdoberfläche nach DEFANT im Mittel pro cm² und Tag 160 gcal an direktem, 130 an diffusem Sonnenlicht, 600 an Gegenstrahlung (Summe 890), wogegen sich die Ausgabe durch Ausstrahlung zu 750 und durch Verdunstung der Niederschläge zu 125 gcal (Summe 875) berechnete. So ergäbe sich mit befriedigender Genauigkeit die erwartete Wärmebilanz 0. Die allgemeine Zirkulation verhindert eine dauernde Steigerung der Temperatur in den Tropen und eine Verringerung an den Polen.

c) Die blaue Himmelsfarbe.

6. Beobachtungsergebnisse und theoretische Deutungen. Schon die Beobachtungen mit einfachen Zyanometern ergaben, daß ceteris paribus die Blaunuance des heiteren Himmels sich mit abnehmender Seehöhe (Gebr. SCHLAGINTWEIT, SAUSSURE), mit zunehmender Zenitdistanz (nach A. v. HUMBOLDT nahezu wie der Cosin. derselben variierend) und mit Annäherung an die See dem Weiß nahert. Auch fand man ein deutliches Hinüberspielen ins Grün nach dem Horizont zu. Für den Sonnenvertikal fand WILD mit seinem Uranophotometer beim Fortschreiten zu immer nordlicheren Stellen ein Abrücken der Farbe vom roten zum violetten Ende hin. Bei 90° Sonnenabstand schien die größte

---

[1]) W. J HUMPHREYS, Bull Mt. Weather Obs. Bd. 6, S. 1ff. 1913.

[2]) W KOPPEN, Meteorol. ZS Bd. 31, S. 305—328. 1914.

[3]) F. W. VERY, Astrophys. Journ. Bd. 37, S. 305. 1913 (s. überhaupt seine ausgezeichnete Experimentaluntersuchung über die atmosphärische Strahlung zwecks Gewinnung des Ausstrahlungskoeffizienten: Atmospheric radiation, U. S. Department of Agriculture, Weather Bureau, Bulletin G. 1909, 134 Seiten, Ref. Meteorol. ZS. Bd. 18, S. 223ff. 1901).

[4]) W. I. HUMPHREYS, l. c.

[5]) E. LADENBURG u. E LEHMANN, Ann. d. Phys. Bd. 21, S. 305—318. 1906.

[6]) P GÖTZ, Die Sterne Bd. 5, S. 193. 1925

[7]) C. DORNO, Veröffentl. Preuß. Met. Inst. Nr. 303, S. 280ff. Berlin 1919; Meteorol. ZS. Bd. 36, S. 189ff. 1919.

Farbensättigung erreicht zu sein. Physikalisch exakter als die Zyanometerbeobachtungen und vor allem einer scharfen Prüfung der Herkunft der blauen Himmelsfarbe zugänglicher sind natürlich die mit Spektralphotometer ausgeführten Messungen.

Daß aber auch die einfachen Zyanometer noch heute wertvolle Dienste tun können, haben die Untersuchungen von LINKE[1]) und von LOEWE[2]) gezeigt. Aus LINKES Beobachtungen auf dem Atlantischen Ozean und in Argentinien geht vor allem die nahe Beziehung zwischen Blaunuance und Trübungsfaktor (entgegengesetztes Verhalten) hervor. Seine Blauskala (vom Verlag Unesma bezogen) enthält 8 Farbtöne von Weiß (mit 3 bezeichnet) bis Ultramarin (10). Die stärkste Blausättigung (9) erhielt er in La Quiaca an der argentinisch-bolivianischen Grenze in etwa 3700 m Meereshöhe. Dies entspricht dem von LOEWE auf dem Flughafen Tempelhofer Feld im Oktober 1926 in 6 km Höhe mittels der nämlichen Skala erhaltenen Wert (von ihm 6,0 genannt, da er Weiß mit 0, Ultramarin mit 7 bezeichnet). In roher Annäherung fand sich schon bei LINKE eine dahingehende — wie es scheint, vor allem bei geringeren Dampfdrucken ausgeprägte — Beziehung zwischen Dampfdruck und Blaufärbung, daß letztere mit zunehmendem Dampfdruck abnahm [einen eindeutigen Zusammenhang zwischen absoluter Feuchtigkeit und Trübungsfaktor fand LINKE ebensowenig wie GOCKEL[3])]. Nach LOEWE würde im Durchschnitt etwa einem Dampfdruck von 10 mm eine Blaunuance 3,0 und einem solchen von 5 mm eine solche von 4,5 entsprechen (im Sonnenvertikal 90° von der Sonne gemessen). Es gelang ihm jedoch nicht eine Scheidung zwischen der von grobem Dunst und der vom Wasserdampfgehalt abhängigen Abnahme des Blaugehalts, wie sie LINKE bei seinen Trübungsstudien hinsichtlich des in erster Linie durch die selektive Absorption des Wasserdampfes bedingten Rotanteils der direkten Sonnenstrahlung möglich war. — Von großer Bedeutung für die Erkenntnis der Vorgänge in den verschiedenen Teilen der Hoch- und Tiefdruckgebiete war die Verfolgung der Abhängigkeit der für verschiedene Höhenlagen geltenden Himmelsbläue von der Wetterlage. — Folgende Übersicht (Tab. 8) zeigt LOEWES etwa (für den Jahresdurchschnitt geltenden) und für die nämlichen Höhenlagen (durch Interpolation zwischen je zwei angegebenen Werten bzw. — bei 4 km — durch geringe Extrapolation erhalten) die um die Mitte des vorigen Jahrhunderts von den Gebrüdern SCHLAGINTWEIT[4]) in den Alpen gefundenen Blaunuancen (ausgedrückt in Prozenten von Kobaltblau). Zwecks leichteren Vergleichs sind in der 3. und 5. Spalte die Werte für 1 km = 100 gesetzt. In die Augen springend ist das nach Überwindung der ersten Kilometer auffällig rasche Steigen der Werte bei den Gebr. SCHLAGINTWEIT gegenüber LOEWE, was (s. auch PERNTER-EXNERS Lehrb. der Met. Optik 1922, S. 609) offensichtlich darauf zurückzuführen

Tabelle 8.

km	Gebrüder SCHLAGINTWEIT		LOEWE	
	Interpolierte bzw. extrapolierte Werte	1-km-Wert = 100 gesetzt	Angegebene Werte	1-km-Wert = 100 gesetzt
0	—	—	3,2	73
1	41	100	4,4	100
2	48	118	4,8	109
3	74	180	5,1	116
4	93	228	5,4	123
5	—	—	5,7	130
6	—	—	5,9	134

[1]) FR. LINKE, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 42ff. 1924 u. Verhandlgn. d. klimatolog. Tagung in Davos 1925, S. 84. Basel: Benno Schwabe & Co.

[2]) F. LOEWE, Mitteilungen des Aeronaut. Obs. Lindenberg. S. 98—101. Mai 1927.

[3]) A. GOCKEL, Meteorol. ZS. Bd. 40, S. 133. 1923.

[4]) H. u. A. SCHLAGINTWEIT, Untersuchungen über die physikalische Geographie der Alpen. Leipzig 1850. 600 S. Arch. sc. phys. et nat. Bd. 19, S. 281—291. 1852.

ist, daß LOEWES Beobachtungen in der freien Atmosphäre, die andern dagegen vom Boden aus stattfanden, so gedacht, daß in den bewohnten Tallagen der Alpen mit stärkeren atmosphärischen Verunreinigungen zu rechnen ist.

Tabelle 9 zeigt, daß der Übergang von den Verhältnissen des Bodens zu denen in größeren Höhen (Tempelhofer Feld) wegen der stärkeren Luftdurchmischung im Sommer wesentlich stetiger verläuft als im Winter.

Tabelle 9.

km	0	1	2	3	4	5	6
Winter	3,3	4,7	5,1	5,3	5,5	5,8	5,9
Sommer	2,9	4,1	4,6	5,0	5,3	5,6	5,9

Sehr interessante Beziehungen ergaben sich auch zwischen der vertikalen Sicht und der Sättigung der blauen Himmelsfarbe, aus denen vor allem zu entnehmen war, daß die Vertikalsicht (aus einer Höhe von 3 km) und die vom Boden aus beobachtete Blaufarbung, vor allem von den Verhältnissen des untersten Höhenkilometers abhängen.

Zuzugeben ist vielleicht, daß — der Auffassung von NICHOLS entsprechend — bei sehr schwacher Gesamthelligkeit das subjektive Moment wirksam sein kann. Die Farbe am Tage ist aber nach einem entscheidenden Versuch von W. H. PICKERING[1]) ein durchaus objektives Phänomen. Ob und wieweit [s. LALLEMAND[2]), HARTLEY[3]), PERNTER[4]) BOUTARIC[5])] das Fluoreszenzlicht irgendeines atmospharischen Bestandteils (Ozon?) als modifizierender Bestandteil in Frage kommen kann, bleibt zu entscheiden. Sicher ist jedenfalls, daß für den Tag- (und auch Dämmerungs-) Himmel die optischen Erscheinungen eines trüben Mediums das wesentlich Wirksame sind, und zwar für die oberen Luftschichten in größerer Anlehnung an die Phänomene eines idealen trüben Mediums im Sinne Lord RAYLEIGHS, für die tieferen mit zunehmend größerer an die gewöhnlicher Reflexion. Die von EULER, CHAPUIS und später von SPRING vertretene Auffassung des Himmelsblau als Eigenfarbe der Luft bzw. eines ihrer Bestandteile ist unhaltbar geworden. — Sehen wir von den Untersuchungen von BRÜCKE, CLAUSIUS, TYNDALL ab, so bezeichnet die erste Arbeit Lord RAYLEIGHS[6]) einen Markstein in der Geschichte der Theorie und ihrer Prüfung.

Voraussetzung der dielektrische Körper behandelnden RAYLEIGHschen Theorie [1871 und 1899 von der mechan. Lichttheorie ausgehend[7])] ist bekanntlich, daß der Teilchendurchmesser der Größenordnung nach klein ist im Vergleich zur kürzesten Wellenlänge des einfallenden Lichtes, und daß sich (elektromagnet. Theorie vorausgesetzt) die Dielektrizitätskonstante nur um eine kleine Größe Δk von jener der Umgebung unterscheidet. Nach H. BLUMER[8]) wäre $\alpha \left(= \frac{2\pi\varrho}{\lambda}\right.$, wo ϱ = dem Kugeldurchmesser$\left.\right) = 0{,}3$ etwa der Grenzwert für die Anwendungsmöglichkeit der RAYLEIGHschen Formel, und es wäre die Lichtdiffusion nach der strengeren Beugungstheorie von MIE-DEBYE [s. auch BROMWICH[9])] zu be-

[1]) W. H. PICKERING, Oesterreichische ZS. f. Met. 1885, S. 514.

[2]) CH. LALLEMAND, C. R. Bd. 75, S. 707ff. 1872.

[3]) W. H. HARTLEY, Nature Bd. 39, S. 477. 1889.

[4]) J. M. PERNTER, Wiener Denkschr. Bd. 73, S. 301ff. 1901.

[5]) M. A. BOUTARIC, Ann. d. phys. Bd. 10. 1918 (besonders S. 15).

[6]) Lord RAYLEIGH, S. 70, Anm. 3.

[7]) Lord RAYLEIGH ging von der elektromagnetischen Theorie aus im Phil. Mag. Bd. 12, S. 81ff. 1881.

[8]) H. BLUMER, ZS. f. Phys. Bd. 38, S. 312. 1926.

[9]) G. MIE, Ann. d. Phys. Bd. 25, S. 377—445. 1908; P. DEBYE, ebenda Bd. 30, S. 57ff. 1909; Math. Ann. Bd. 67, S. 540. 1909; J. J. BROMWICH, Phil. Mag. Bd. 38, S. 143. 1919.

rechnen wäre. Für größere Kugeln erleidet die RAYLEIGHsche Symmetrie eine völlige Störung, derart, daß bei durchsichtigen Teilchen die Intensität des in Richtung des fortschreitenden Strahls zerstreuten Lichtes erheblich größer wird als in entgegengesetzter Richtung und bei undurchsichtigen (bis zu einer gewissen Grenze) umgekehrt[1]). Für $\alpha = 0{,}01$ wäre bei letzteren die Intensität noch dem RAYLEIGHschen Gesetz entsprechend symmetrisch verteilt. Wesentlich ist, daß bei Lord RAYLEIGH das Intensitätsverhältnis der verschiedenen Farben unabhängig ist von der Richtung, d. h. vom Winkel (φ) zwischen Primär- und Sekundärstrahl, was nach BLUMER[2]) für größere Teilchen nicht mehr zutrifft, indem dann eine von der Größe und dem Brechungsexponenten des Materials abhängige, für jede Wellenlänge verschiedene Intensitätsverteilung eintritt. — Sind nun außer kleinen Teilchen im Sinne Lord RAYLEIGHS, wie in der Atmosphäre, auch größere vorhanden, die hinsichtlich λ anders zerstreuen, so muß die resultierende Farbe vom Verhältnis der Zahl der verschiedenen Teilchen abhängen. Die Berücksichtigung genannter Ergebnisse BLUMERS ergibt, daß hierdurch auch die spektrale Helligkeitsverteilung am Himmel beeinflußt sein muß. — Während nun die Intensität des zerstreuten Lichtes (I) nach RAYLEIGH $= I_0 e^{-k x \lambda^4}$ ist, ergibt sich dieselbe (I) auf Grund der FRESNELschen Formeln zu $I_0 e^{-k x \cdot \lambda^2}$, wo I_0 die Anfangsintensität, k eine Konstante und x den vom Primärstrahl im Medium zurückgelegten Weg bedeuten. Zur Vereinfachung nimmt EXNER mit PERNTER eine Mischung von RAYLEIGHschem mit NEWTONschem Blau an, entsprechend der Formel „$C_1 \lambda^{-4} + C_2 \cdot \lambda^{-2}$" an ($C_1$ und C_2 Konstante), die allerdings auf Grund von Messungen von WYRSCH von GOCKEL beanstandet wurde[3]). Bei der zweiten hier angenommenen Zerstreuungsart wird mit Teilchen mit einer reflektierenden Oberfläche (bei RAYLEIGH d. Volumen in Frage kommend) von einem mehrfach Vielfachen des Quadrats von λ gerechnet. Wo aber liegt die Grenze? Sicherlich kommen in der Atmosphäre alle möglichen Größen vor, ebenso wie unter anderen BOUTARIC[4]) bei seinen künstlichen Medien [s. auch COMPAN[5])] alle möglichen negativen Exponenten (n) für λ fand. — Ein besonderes Interesse beanspruchen die Teilchen, welche als klein gegen das eine, nicht aber gegen das andere λ anzusehen sind, wie sie von TYNDALL[6]) zur Erklärung seines „residue blue" herangezogen wurden und ebenso von PERNTER[7]) und v. HAUER[8]) zur Erklärung der Polarisationsverhältnisse bei weißlichem Himmel. — Schon der ältere Lord RAYLEIGH zeigte (1881), für den Fall, daß bei Berücksichtigung der höheren Potenzen von Δk (stärkerer Unterschied der Dielektrizitätskonstante des Part. gegen jene der Umgebung) die Lichtzerstreuung auch von der Partikelgestalt abhängt. Für seine weiteren Rechnungen nahm er Kugelgestalt an. Bei Erweiterung der MIEschen Theorie für Teilchen ellipsoider Gestalt fand GANS[9]) bei kleinsten Abweichungen von der Kugelgestalt starke Intensitätsänderungen. Die weiteren Untersuchungen dieser Beziehungen scheinen aber für die atmosphärischen

[1]) H. BLUMER, ZS. f. Phys Bd 32, S. 119ff. 1925, Bd. 38, S. 304ff. 1926 (s. hier auch die Arbeiten von G. J. POKROWSKI, ebenda Bd. 31, 32, 34, 35 u. 36 sowie die experimentellen Untersuchungen von SCHAEFER und MERZKIRCH, SENFTLEBEN u. BENEDICT sowie GANS, ebenda Bd. 13, S 166 1923; Ann. d. Phys. Bd. 60, S. 297. 1919, Bd. 76, S. 37. 1925); s. auch H BLUMER, ZS. f. Phys. Bd 38, S. 920ff. 1926, wo weitere Literatur.

[2]) H. BLUMER, ZS. f. Phys. Bd. 39, S. 195ff. 1926.

[3]) A. GOCKEL, Arch. sc. phys. et nat. Bd. 2, S. 6. 1920.

[4]) M. A. BOUTARIC, Ann. d. phys. Bd. 9, S. 194ff. 1918.

[5]) P. COMPAN, C. R. Bd. 128, S. 1226—1229. 1899.

[6]) J. TYNDALL, Phil. Mag. (4) Bd. 37, S. 384ff. 1869.

[7]) J. M. PERNTER, Wiener Denkschr. Bd. 73, S. 301ff. 1901.

[8]) F. v. HAUER, Ann. d Phys. Bd. 57, S 157. 1918.

[9]) R. GANS, Ann d. Phys. Bd. 37, S. 881ff. 1912; Bd. 47, S. 270ff. 1915, Bd. 62 S. 331ff. 1920.

Polarisationserscheinungen jedenfalls von größerer Bedeutung zu sein wie für die Farbenverhältnisse. Fur letztere hat aber die Größe der Teilchen eine erhöhte Bedeutung gewonnen, nachdem BLUMERS[1]) Rechnungen ergaben, daß die spektrale Verteilung (wesentlich das Verhältnis der roten zur grünen Intensität berucksichtigt) bei größeren Partikeln auch vom Zerstreuungswinkel stark abhängig ist. — Hinsichtlich der theoretischen und vor allem der experimentellen Erforschung kleinster dielektrischer und leitender Teilchen bis zum Jahre 1918 ist auf den zusammenfassenden Bericht A. SCHIRMANNS[2]) hinzuweisen. — STRUTT (später Lord RAYLEIGH) prufte selber seine Theorie durch Vergleich von Sonnen- und Himmelslicht. Er fand für die Linien C, D, b_3 und F die Verhältniszahlen 25, 41, 71 und 90 statt der geforderten 25, 40, 63 und 80. Für die Abweichungen kann, ganz abgesehen davon, daß die Voraussetzung der Kugelgestalt einen Idealfall darstellt, als Grund in Frage kommen: 1. daß das sowieso infolge des Durchgangs durch die Atmosphäre nach dem Gelb zu verschobene Sonnenlicht durch ein möglicherweise einen etwas gelblichen Ton aufweisendes weißes Papier gegangen war (nach STRUTT selber), 2. daß die λ weiter nach den kurzen Wellen zu verschiebende sekundäre Diffusion unberücksichtigt war, 3. daß die auch für Gase geltende Abhängigkeit des Brechungskoeffizienten von λ vernachlässigt war. Wie sehr Fluoreszenzlicht den negativen Exponenten von λ erhöhen kann, zeigten CH. CHÉNEVEAU und R. AUDUBERT[3]). Daß das dafür etwa in Frage kommende Ozon in genügender Menge in der Atmosphäre vorhanden ist, gilt allerdings als sehr fraglich. Dieser Reichtum an blauem Licht ist gerade für den englischen Himmel erstaunlich. Wie die von CROVA aufgestellte Tabelle 10 zeigt, nähern sich gerade die RAYLEIGHschen Werte am meisten der theoretischen Forderung.

Tabelle 10.

λ	635 $\mu\mu$	600 $\mu\mu$	565 $\mu\mu$	530 $\mu\mu$	510 $\mu\mu$	Bemerkungen über Ort bzw. Zeit
$100 \cdot \left(\frac{565}{\lambda}\right)^4$: Theorie	62,68	78,63	100	129,1	150,6	
$100 \cdot \left(\frac{565}{\lambda}\right)^2$: FRESNEL	79,17	88,67	100	113,6	122,7	
$100 \cdot \frac{H}{S}$: RAYLEIGH	58,59	78,55	100	130,3	151,4	England
$100 \cdot \frac{H}{S}$: VOGEL[4])	63,00	76,00	100	126,0	146,0	Potsdam
$100 \cdot \frac{H}{S}$: CROVA[5])	58,30	76,47	100	141,1	180,8	Montpellier, Januar 1890
$100 \cdot \frac{H}{S}$: CROVA	--	77,00	100	136,0		Mont Ventoux 1889

Das Verhältnis von Himmel zu Sonne ergibt bei VOGEL[4]) die schlechteste Übereinstimmung; bei CROVA[5]) und STRUTT wird die Intensität für die langen Wellen zu gering, für die kurzen zu groß. Das schwächste Himmelsblau fand CROVA in Montpellier im Sommer, das stärkste im Winter.

Bei BOCK[6]) wäre die Übereinstimmung vermutlich noch besser gewesen, wenn er statt breiterer Spektralzonen genau definierte Wellenlängen benutzt

[1]) H BLUMER, ZS. f. Phys Bd. 39, S. 195—214. 1926.
[2]) A. SCHIRMANN, Jahrb. d. Radioakt. Bd. 18, S. 22—78 1921.
[3]) CH. CHÉNEVEAU u. R. AUDUBERT, Ann d. phys. (9) Bd 13, S. 134—161 1920.
[4]) H. C. VOGEL, Berl. Ber. 1880, S. 811.
[5]) A. P. CROVA, C. R Bd. 109, S. 493. 1889; Bd. 112, S. 1176—1246. 1891.
[6]) A. BOCK, Ann. d. Phys. Bd. 68, S. 674. 1899.

hätte. KÖTTGEN[1]) klagt über die Inkonstanz des Sonnenlichtes. Trotz Abweichungen kann aber offenbar nur die RAYLEIGHsche Theorie die] des heiteren Himmels erklären (von selektiver Absorption und Extin natürlich ganz abgesehen). Auch die BOCKschen Beobachtungen z wie schwankend die spektrale Helligkeitsverteilung ist. Bei CROVA nä sich das Jahresmittel dem Gesetz $\lambda^{-3,5}$, der Januarwert $\lambda^{-4,7}$, der Augus $\lambda^{-1,6}$. Die starke, jedenfalls wohl wesentlich durch den wechselnden Geha Kondensationsprodukten des Wasserdampfes bedingte Variabilität des Pl mens zeigten vor allem die von ZETTWUCH[2]) in Rom ausgeführten Messu Nur einmal ging der Exponent über -4 hinaus, um meist erheblich darunt bleiben (n zwischen $-4{,}09$ und $-1{,}86$ schwankend). Die größte Sättigung des wurde bei 90° Sonnenabstand gefunden, wobei die durchaus nötige Rück nahme auf die Lage des beobachteten Punktes zu betonen ist. Die A GOCKELS[3]), daß die größte Blausättigung auch bei großen Sonnenhöhen i Nähe des Zenits fällt, scheint einzig dazustehen und ist auch durch keine Za angaben gestützt. Nach ZETTWUCHS sorgfältigen, mittels des KRÜSS Spektroskops (VIERORDTscher Spalt) ausgeführten Messungen scheint täglichen Gang die geringste Blausättigung mit der größten Sonnenhöhe sammenzufallen. — SCHMID[4]) weist im Zusammenhang mit seiner, die beso Gestalt der Erdatmosphäre berücksichtigenden Zodiakallichttheorie auf mutmaßliche Beziehung zwischen der Tiefe des Nachtblaus in den verschied geographischen Breiten und der Tiefe der Sonnendepression hin. Dabei l er die Aufmerksamkeit darauf, daß am Tropenhimmel möglicherweise das d die grüne Nordlichtlinie bedingte Eigenlicht höherer Breiten fehlt (siehe abe Beobachtung der Linie ohne eigentliches Nordlicht), daß allerdings in m würdigem scheinbaren Gegensatz hierzu gerade der Himmel der Polarnacht ultramarinfarbige Tönung annehmen kann. Jedenfalls handelt es sich hier beachtenswerte Probleme (s. hierzu die Nachtdämmerung). — VERYS[5]) U suchungen über das aschgraue Mondlicht ergaben, daß sich dies vom gew lichen Mondlicht nur durch den Zusatz des wechselnden Betrages an bla diffundiertem Himmelslicht unterscheidet. Aufklärungsbedürftig bleibt das gebnis besonderer Stärke des überschüssigen blauen Lichtes am 8. August (hier derbe atmosphär. Trübung durch den Katmai-Ausbruch). — Daß der M am Tage weiß erscheint, erklärte RICHARZ[6]) als Summenwirkung des ge Mondlichts und der blauen Kontrastfarbe des Himmels.

7. Die Bedeutung der Luftmolekeln. Bedenkt man, daß sich aus dem K flikt der durch Herabsinken trübender Teilchen klärend und der aufwirbe d. h. trübend (s. auch Kondensationsprodukte) wirkenden Luftströmungen Abnahme der durchschnittlichen Trübung mit zunehmender Erhebung i den Seespiegel ergeben muß, womit auch — wie Tabelle 11 zeigt — die Washington (10 m), den Mt. Wilson (1750 m) und den Mt. Whitney (4420 berechneten mittleren Transmissionskoeffizienten übereinstimmen, und nim man die durch das Zyanometer erwiesene Zunahme der Sättigung des Himm blau mit zunehmender Seehöhe hinzu, so liegt der Gedanke nahe, daß die — ü gens auch optisch durch den „Mie-Effekt" (PROKOWNIK) erwiesenen — gröbe

[1]) G. KÖTTGEN, Wied. Ann. Bd. 53, S. 793ff. 1894.

[2]) G. ZETTWUCH, Dissert. Rom 1901; Phil. Mag. Bd. 4, S. 199ff. 1902.

[3]) A. GOCKEL, l. c. Anm. 3, S. 92.

[4]) F. SCHMID, Sirius 1923, H. 1—3 u. Probl. d. Kosm. Phys. Bd. XI. Hamb H. Grand 1928.

[5]) F. W. VERY, Astron. Nachr. Bd. 201, Nr. 4819—4820. 1915.

[6]) F. RICHARZ, Sitzungsber. Marb. Ges. z. Beförd. d. ges. Naturw. Nr. 1 (vom 10. Jan 1917).

Fremdkörper störend wirken, und daß die Luftmolekeln selbst durch Lichtdiffusion die blaue Farbe bewirken. Auf diese Möglichkeit wies STRUTT 1899 hin und prüfte sie an seiner Theorie. Bedeutet I_0 die extraterrestrische Sonne, J die nach Durchlaufen der Strecke z vorhandene Intensität, so ergab sich: $J = I_0 e^{-hz}$, eine der BOUGUER-LAMBERTschen identische Beziehung, wenn BOUGUERS Transmissionskoeffizient $a = e^{-h}$ gesetzt wird. STRUTT fand $h = \frac{32 \cdot \pi^3 (\mu - 1)^2}{3 n \lambda^4}$, worin μ den Brechungsindex der Luft und n die LOSCHMIDTsche Zahl bedeutet. Zu identischen Beziehungen gelangten auch Lord KELVIN und LANGEVIN sowie auch PLANCK[1]), der für die Charakterisierung der Natur der diffundierenden Partikeln das Dämpfungsdekrement und die Eigenperiode der Schwingung benutzt und nun entsprechend der Dispersionstheorie die bekannten optischen Eigenschaften der Luft einsetzt. STRUTT nahm BOUGUERS für das ganze sichtbare Spektrum geltende Schätzung des Lichtverlustes eines Sterns beim vertikalen Durchgang durch die Atmosphäre ($a = 0{,}8$) als nahezu richtig für den hellsten Spektralteil ($\lambda = 6{,}10^{-5}$ cm) an und fand, die homogene Atmosphäre[2]) zu 8,3 km angenommen, $n = 8{,}54 \cdot 10^{18} \frac{\text{Molekeln}}{\text{cm}^3}$. Hieraus folgerte er, daß mehr als $^1/_3$ von dem in der Atmosphäre zerstreuten Sonnenlicht auf Konto der Luftmolekeln zu setzen ist. Auf Grund von Bestimmungen des Transmissionskoeffizienten verschiedener λ der Sonnenstrahlung, die MUELLER in Potsdam durchgeführt hatte, fand Lord KELVIN[3]) 1902 für $\lambda = 6{,}10^{-5}$ cm: $n^0_{760} = 2{,}47 \cdot 10^{19}$, also einen rund dreimal größeren Wert wie Lord RAYLEIGH. Die unter Verwendung komplexer Strahlen aus dem Vergleich der Helligkeit einer gewissen Himmelsstelle mit derjenigen der Sonne abgeleiteten Werte von MAJORANA[4]) und SELLA[5]) konnten wegen der hier nötigen, aber schwer exakt angebbaren Erdalbedo, wenn sie auch von der vorhergesehenen Größenordnung waren, nur als rohe Annäherung an die Wirklichkeit betrachtet werden. Im übrigen näherten sich diese Bestimmungen mit zunehmender Verbesserung der Beobachtungsmethoden und der Beobachtungsbedingungen [s. den von DEMBER[6]) 1912 a. d. Monte Rosa gefundenen Wert $= 1{,}25 \cdot 10^{19}$, der offenbar durch Witterung und die Folge des Katmaiausbruchs ungünstig beeinflußt war, und dagegen seinen 1914 auf Teneriffa erhaltenen Wert $= 2{,}7 \cdot 10^{19}$] mehr und mehr den auf anderem Wege von MILLIKAN, PLANCK und RUTHERFORD gewonnenen Werten. So fand KING[7]) unter Benutzung von

Tabelle 11. Mittlere Transmissionskoeffizienten und (unten) mittleres n.

λ in $\mu\mu$	Washington	Mt. Wilson	Mt. Whitney
400	0,543	0,724	0,783
450	0,640	0,800	0,815
500	0,705	0,858	0,900
600	0,760	0,890	0,934
700	0,839	0,942	0,956
800	0,865	0,964	0,972
$n =$	2,1	3,1	3,5

[1]) M. PLANCK, Berl. Ber. 1904, S. 740.

[2]) Siehe HANN-SÜRING u. A. WEGENERS Thermodynamik.

[3]) Lord KELVIN, Baltimore lectures, S. 301 ff; s. auch seine Vorlesungen über Molekulardynamik und die Theorie des Lichtes (deutsch von B. WEINSTEIN) S. 248—267, Teubner 1909; Phil. Mag. Bd. 4, S. 281. 1902.

[4]) A. MAJORANA, Phil. Mag. Mai 1901.

[5]) A. SELLA, s. darüber Lord KELVIN, l. c.

[6]) H. DEMBER, Leipziger Ber. Bd. 64, S. 259ff. 1912 u. Bd. 67. 1915 (11 Seiten).

[7]) L. V. KING, Nature vom 30. Juli 1914 (Ref.: Meteorol. ZS. Bd. 32, S. 25ff. 1915).

9 bzw. 10 im 3. Bande der Annalen des Smithson. Inst. mitgeteilten Tr missionskoeffizienten, die, unter Vermeidung der Gebiete selektiver Absorpt den den größten Teil des Spektrums umfassenden Wellenlängen entsprec und unter Berücksichtigung evtl. in Frage kommender Umwandlung von St lungsenergie in Wärme aus dem Mt. Wilson-Material Werte von n zwis (2,75 ± 0,02) 10^{19} und (2,80 ± 0,03) · 10^{19} und für den Mt. Whitney n = (± 0,06) · 10^{19}, aus Beobachtungen zwischen 1909 und 1911. Daß Fow trotz Mitberücksichtigung des jedenfalls für Europa noch recht ungünst Jahres 1913 (1910 bis 1916 mit Ausschaltung von 1912) eine noch bessere Ü einstimmung mit dem MILLIKANschen Wert (2,705 ± 0,03) fand, näm (2,72 ± 0,01) · 10^{19}, ist merkwürdig. — Interessant ist die Frage, wieweit e sonstige Partikelchen bei der Bestimmung der LOSCHMIDTschen Zahl mitwirl Hier sei nur auf die beachtenswerten Lord KELVINschen[2]) sowie auf die a die AITKENschen Bestimmungen der Kondensationskerne und die LANGE Ionen berücksichtigenden BOUTARICschen Berechnungen[3]) hingewiesen[4]).

Gegen die aus der strengen Beugungstheorie von MIE und DEBYE [s. I STEIN[5]) und SMOLUCHOWSKI[6])] sowie aus gewissen Beobachtungen [s. Woo abgeleitete Ansicht, daß die Gasmolekeln für die Lichtzerstreuung zu klein se daß vielmehr gewisse Anhäufungen von Molekeln an gewissen Stellen die fi liche Lichtzerstreuung hervorrufen, spricht scheinbar die schöne Übereinst mung der aus atmosphärisch-optischen Messungen erschlossenen LOSCHMI schen Zahl (bzw. AVOGADROschen Konstante) mit der auf verschiedenen deren Wegen erschlossenen. SCHIRMANN[8]) erhob Bedenken gegen die zu g Übereinstimmung bei DEMBER, darauf hinweisend, daß gerade die höchs Atmosphärenschichten der Sitz kosmischer Staubpartikel seien, und daß s bei noch reinerer Luft noch größere (also zu große) Werte für n ergeben würd Die Wahrscheinlichkeit, daß so gedachte Korpuskeln eine nicht zu vernachlä gende Rolle bei den verschiedensten atmosphärisch-optischen Erscheinun spielen, muß heute als ziemlich groß angesehen werden. SCHIRMANN hat a offenbar nicht bedacht, daß man schon deswegen nicht unbedingt zu jeder Z überall mit denselben rechnen darf, weil sie, wenn elektrisch geladen, den Kr linien des erdmagnet. Feldes folgen müssen. Zu berücksichtigen ist, daß STRUTT [d. Jüngeren][9]), GANS[10]) und CABANNES[11]) nicht nur die Existenz von den Molekeln verschiedener Gase seitlich abgebeugten Lichtes einwand erwiesen wurde, sondern daß sich vor allem seine Menge außer von der Zahl a von der Gestalt der Molekeln abhängig zeigte. Jedenfalls muß aber zugege werden, daß das Himmelsblau in ganz überragender Weise durch die Lichtdiffus an den Luftmolekeln erzeugt wird[12]). BIEBER[13]) wollte dafür auch gewisse lic

[1]) F. E. FOWLE, Smithson. Miscell. Coll Bd. 69, Nr. 3. 1918; s. auch Astrophys. Jo Bd 40, S. 435ff. 1914; s. auch J. CABANNES, C R. Bd. 160, S. 62 u. 63. 1915.

[2]) Lord KELVIN, l c S. 252ff. (Anm. 3, S. 95.)

[3]) M. A. BOUTARIC, Ann d. phys. Bd 10, S. 1ff. 1918.

[4]) Allgemein s. A. SCHUSTER, Einführung in die theoretische Opt. Deutsch von Ko S. 363—368. 1907.

[5]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys Bd. 33, S. 1275ff. 1910.

[6]) M. v. SMOLUCHOWSKI, Ann d Phys. Bd. 25, S 205ff. 1908.

[7]) A WOOD, Phil. Mag Bd 36, S. 272. 1918.

[8]) M A SCHIRMANN, Meteorol. ZS Bd. 37, S. 19. 1920.

[9]) R J. STRUTT, Proc. Roy. Soc. London Bd. 94 u. 95. 1918

[10]) R. GANS, Un. de La Plata Bd. 2, S. 647. 1920; Ann. d. Phys. Bd 65, S. 97—1 1921.

[11]) J. CABANNES, Ann. d. phys. Bd. 15, S. 149. 1921

[12]) Literatur über diese Untersuchungen s. auch bei der eben erwähnten Arbeit CABANNES.

[13]) W. BIEBER, Meteorol. ZS. Bd 31, S. 357ff. 1914.

erzeugte Keime verantwortlich machen. Nach LENARD[1]) ist aber die hier in Frage kommende Menge derselben viel zu gering, um von Belang zu sein.

d) Die Helligkeit des Himmels.

8. Die zeitliche Helligkeitsverteilung. Systematische Helligkeitsmessungen fixer Himmelspunkte wurden zuerst von JENSEN[2]) in Kiel durchgeführt, und zwar im Zenit, in Verbindung mit Bestimmungen der Polarisationsgröße Entsprechende Messungen führte DORNO[3]) in Davos aus, wie JENSEN, mittels des Weberphotometers. BRÜCKMANN[4]) benutzte ein an den schwarzen Körper angeschlossenes Pyrometer[5]). Tabelle 12 erlaubt — abgesehen von etwaiger Verschiedenheit der Filter — einen gewissen Vergleich der DORNOschen und JENSEN-

Tabelle 12

Sonnenhöhe	Kiel 1891—1896			Davos 1915			Potsdam, den 25. Mai 1922			Davos 1913			Davos 1915		
	hg	*hr*	*hg/hr*	*hg*	*hr*	*hg/hr*	*g*	*r*	*g/r*	*ig*	i_1	*i*	*ig*	i_1	*i*
− 3°	—	—	—	0,11	0,02	5,55	—	—	—	—	—	—	—	—	—
− 2°	—	—	—	0,26	0,05	5,20	—	—	—	0,15	0,12	0,03	0,14	0,12	0,02
− 1°	—	—	—	0,51	0,11	4,64	—	—	—	0,26	0,21	0,05	0,29	0,26	0,04
0°	1,72	0,35	4,91	0,89	0,17	5,24	120	85	1,41	0,36	0,28	0,08	0,47	0,41	0,06
+ 5°	4,12	0,84	4,90	3,19	0,52	6,14	380	250	1,52	1,47	1,08	0,39	1,49	1,25	0,24
10°	7,27	1,49	4,88	5,75	0,82	7,01	570	390	1,46	2,34	1,70	0,64	2,46	1,96	0,50
15°	10,49	2,26	4,64	8,22	1,11	7,41	760	500	1,52	3,42	2,39	1,03	3,45	2,60	0,85
20°	13,17	3,02	4,36	10,74	1,42	7,56	920	600	1,53	4,47	3,00	1,47	4,38	3,14	1,24
25°	16,48	3,61	4,56	12,90	1,72	7,50	—	—	—	5,06	3,30	1,76	5,53	3,74	1,79
30°	19,00	3,91	4,95	14,84	1,92	7,73	—	—	—	6,27	3,94	2,33	6,40	4,14	2,26
35°	19,04	3,84	4,96	16,76	2,22	7,55	—	—	—	7,91	4,81	3,10	6,82	4,26	2,56
40°	20,51	4,06	5,05	18,69	2,51	7,45	—	—	—	9,46	5,53	3,93	7,82	4,61	3,21
45°	25,97	5,50	4,72	20,84	2,81	7,42	—	—	—	12,49	7,00	5,49	8,98	5,05	3,93
50°		—	—	26,60	3,26	8,16	—	—	—	17,56	9,42	8,14	10,94	5,92	5,02
55°	—	—	—	32,58	3,79	8,60	—	—	—	21,47	11,24	10,23	12,86	6,73	6,13
60°	—	—	—	40,05	4,63	8,65	—	—	—	30,05	15,47	14,58	16,18	8,20	7,98
65°	—	—	—	54,34	6,25	8,69	—	—	—	—	—	—	20,48	10,14	10,34

schen Werte. Die Annahme (s. DORNO 1919, S. 162 bis 165), daß bei den seinerzeit von JENSEN gegebenen Zahlen ein Versehen im Komma vorliegt, erscheint sicher nicht zu gewagt, um die DORNOschen und JENSENschen Werte auf ein gemeinsames Maß zurückzuführen. Bis auf die relativen, auch für den Zenit geltenden BRÜCKMANNschen sind sämtliche Werte in sekundären Helligkeitseinheiten $\times 1000$ angegeben. Durch Multiplikation mit einem von λ abhängigen Faktor würde man bei BRÜCKMANN Energiemengen in gcal pro cm² u. min erhalten. Selbstverständlich müssen die *g/r*-Werte kleiner sein als das *hg/hr* bei JENSEN und DORNO. DORNO hat durch Berücksichtigung der beiden Schwingungskomponenten (i = in der, $i_1 = \perp$ Polar.-Ebene schwingend) ein tieferes Eindringen in sämtliche mit der Helligkeit irgendwie verknüpften optischen Phanomene (besonders wichtig für die Deutung der Polarisationserscheinungen) angebahnt. Die Summe $i + i_1$ ergibt die Flächenhelle ig, i_1/i das von E. NICHOLS vorge-

[1]) PH. E. A. LENARD, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 273ff. 1913.

[2]) CH. A. TH. JENSEN, Dissert. Kiel 1898; Schriften des naturwissenschaftlichen Vereins für Schleswig-Holstein Bd. 11, H. 2, S. 282—346. 1998; Meteorol. ZS. Bd. 16, S. 447—456 u. 488—499. 1899.

[3]) C. DORNOs gr. Werk, besonders S. 148—165.

[4]) W. BRÜCKMANN, Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 107—110. 1922.

[5]) S. auch G. I. POKROWSKI, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 49ff. 1925.

schlagene Maß der Polarisationsgroße. — Beim Vergleich zwischen Kiel und D
fällt auf, daß Kiel die größeren *hg*- und *hr*-Werte hat, daß aber der Anstieg
0° auf 45° Sonnenhöhe — namentlich bei *hg* —, d. h. die Amplitude, wesen
größer in Davos ist. Durchgängig hat Davos die größeren *hg*/*hr*. Weder
bis 1896 noch 1915 sind stärkere, durch Vulkanausbrüche verursachte allgem
atmosphärische Trübungen konstatiert worden. DORNO sieht sogar, ebenso
ABBOT und FOWLE, 1915 — trotz bereits stark erhöhter Sonnentätigkei
für ein atm.-optisch nahezu ungestörtes Jahr an. Jedenfalls dürfte genan
Unterschied wesentlich auf die Höhendifferenz zurückzuführen sein, um so m
als die Abweichungen zwischen Blankenese und Davos für den nämlichen M
(August 1913) im nämlichen Sinne liegen. — Stark unter der Nachwirkung
Katmaiausbruchs stand 1913; diesem Jahre gegenüber war 1915 sicher aus
mend rein. Was die Werte für das gesamte Spektrum in Tabelle 12 betrifft
fällt das starke Überragen der *ig*-Werte für 1913 gegenüber 1915 ab 35° Sonnenl
(steigend mit zunehmender Sonne) auf, wogegen die Werte für 1913 bei niedrig
Sonne fast durchgängig unternormal sind. Die, wie es scheint, wesentlich von der
mären Diffusion abhängige i_1-Komponente gewinnt im allgemeinen mit steiger
Sonne weniger als die wesentlich auf die sekundäre Diffusion zurückgefü
i-Komponente, aber doch, wie man sieht, 1913 verhältnismäßig mehr. Es han
sich also um ein verhältnismäßig starkes Hervortreten der sekundären Diffu
bei tiefer stehender Sonne zu Zeiten stärkerer atmosphärischer Trübung. So
Betrachtungen führen auch, was vorausgreifend bemerkt sei, zur Erklär
entsprechend fortschreitender Abweichungen der Polarisationswerte gegen
normalen Zeiten. Ähnliche Gedankengänge finden Anwendung bei der Erklär
der Helligkeitsschwankungen im Zenit im Laufe des Tages und Jahres.

9. Die örtliche Helligkeitsverteilung am Himmel und damit zusamm hängende Probleme. I. Wesentliche Berücksichtigung des Sonn vertikals. Tabelle 13 gibt einige — zum Teil durch leichte Interpolation gefundene — den sichersten Messungen entnommene Werte der Helligkeitsve lung im Sonnenvertikal (dabei zum leichteren Vergleich die Werte in 90° Son abstand = 1 gesetzt). Die WEBERschen Werte stammen vom 9. August 1893[1]) SCHRAMMschen[2]) aus dem Frühjahr 1900; die DORNOschen[3]) gelten für den Du schnitt der an heiteren Tagen des Jahres 1915 und, soweit als ungestört betrach des Jahres 1916 gewonnenen Beobachtungen. Man sieht, daß für den nämlic Ort die Differenzierung mit steigender Sonne abnimmt, und wenn man — gegen nichts Wesentliches zu sprechen scheint — die allgemeinen atmosp Verhältnisse als genügend übereinstimmend ansieht, daß die Ebene eine stär Helligkeitsdifferenzierung aufweist als das Hochgebirge. Soweit die ger Zahl der Intervalle es zuläßt, sieht man die Tendenz des Helligkeitsminim angedeutet, sich der Sonne um so mehr zu nähern, je höher diese steigt. D Beziehung konnte schon WILD aus seinen wenigen, leider nicht ganz einwa freien Messungen ableiten. Der dunkelste Punkt des Sonnenvertikals, der DORNOS Befund stets dem dunkelsten Punkt des ganzen Himmels, dem „Dunkelzentrum" entspricht, wandert in Davos von etwa gut 90° bei $h = 0°$ zu 60 bis 70° Sonnenabstand bei den größten Sonnenhöhen. UIBE[4]) fand auf neriffa für $h = 84°$ einen Abstand von 56°. Der Größenordnung nach entspr die dunkelste Stelle etwa dem 10^{-6}fachen der jeweiligen Sonnenhelligkeit.

[1]) Siehe die „Beleuchtung" in „Bau- und Wohnungshygiene" S 39—100. J G Fischer 1895

[2]) W. SCHRAMM, Kiel. Dissert. 1901.

[3]) C. DORNOS gr Werk von 1919.

[4]) M. UIBE, Leipziger Ber Bd. 15, Nr 6. 1918

Tabelle 13.

Jahr	Ort	Beobachter	Sonnenhöhe	Oberhalb der Sonne; Entfernung in Winkelabständen						Unterhalb der Sonne
				22,5°	45°	67,5°	90°	112,5°	135°	22,5°
1893	Kiel	WEBER	51°	3,42	1,18	0,84	1,00	1,96	2,06	—
1900	Kiel	SCHRAMM	32°	5,93	3,17	1,41	1,00	1,59	3,52	—
1915/16	Davos	DORNO	10°	6,20	2,43	1,22	1,00	1,28	—	—
1915/16	Davos	DORNO	30°	2,94	1,55	0,99	1,00	1,50	3,18	10,89
1915/16	Davos	DORNO	35°	2,83	1,49	0,97	1,00	1,66	—	9,50
1915/16	Davos	DORNO	45°	2,53	1,33	0,88	1,00	1,76	—	6,36
1915/16	Davos	DORNO	60°	2,11	1,15	0,79	1,00	—	—	3,26

SCHRAMM leitete aus seinen Messungen das allgemein gültige Ergebnis ab, daß die Helligkeit eines jeden Himmelspunktes mit wachsender Höhe überm Horizont und mit wachsender Sonnenentfernung abnimmt. Die Helligkeitsvermehrung gegen den Horizont zu hängt sowohl damit zusammen, daß infolge des größeren Weges der Sonnenstrahlen eine größere Menge der kleinsten lichtdiffundierenden Teilchen wirksam wird, als auch damit, daß die Zahl der größeren zunimmt. Wesentlich kommt dabei die für das Verständnis der Polarisationsvorgänge bisher meist als besonders wichtig angesehene Sekundärdiffusion in Frage. Die Helligkeit in Sonnennähe ist wesentlich bedingt durch größere Teilchen sonstiger Verunreinigungen sowie durch die ihrer Zahl nach sehr variablen Kondensationsprodukte des Wasserdampfes. Zu erwarten wäre daher in Zeiten allgemeiner Trübungen eine mehr oder weniger gesteigerte Helligkeit in Sonnennähe, wie es auch bestätigt und für Davos durch Tabelle 14 belegt wird. Dasselbe gilt — wofür Tabelle 15 Beispiele gibt — für die Jahreszeiten, welche, wie uns auch die von DORNO abgeleiteten Transmissionskoeffizienten zeigen, eine mehr oder weniger stark getrübte Atmosphäre aufweisen. Im Gegensatz zur weniger durchsichtigen Sommeratmosphäre steht in Davos die klare Frühjahrsluft mit ihren negativen Abweichungen. In Sonnenferne wurde für mittlere und große Sonnenhöhen (h) vielfach auch übernormale Helligkeit gefunden, unternormale dagegen bei niedrigem h. Die Abhängigkeit der Helligkeit von h fällt für die Sonnen-

Tabelle 14. Abweichungen der absoluten Helligkeiten ig, i_1 und i im Sonnenvertikal in Davos vom normalen Jahresdurchschnitt, in Prozenten.

Datum	Sonnenhöhe	Sonnenabstand (über Sonne) 10°	30°	90°	
22. 5. 1913	17°	145,2	69,3	−16,7	ig
21. 5. 1913	38°	112,2	81,0	1,6	ig
22. 5. 1913	17°	160,4	72,2	−23,6	i_1
21. 5. 1913	38°	111,8	86,5	−9,9	i_1
22. 5. 1913	17°	130,9	66,4	9,5	i
21. 5. 1913	38°	112,7	75,2	41,6	i

Tabelle 15. Abweichungen der Jahreszeitenmittel der absoluten Helligkeiten ig, i_1 und i im Sonnenvertikal in Davos vom entsprechenden Jahresmittel, in Prozenten (Sonnenhöhe = 40°).

Jahreszeit	Sonnenabstand (über Sonne) 10°	30°	90°	
Frühling	− 27,8	− 14,4	+ 0,2	ig
Sommer .	+ 39,9	+ 39,4	− 13,4	ig
Herbst. .	+ 7,1	+ 5,2	− 9,6	ig
Frühling .	− 26,2	− 12,2	− 4,3	i_1
Sommer .	+ 42,3	+ 39,3	− 11,8	i_1
Herbst. .	+ 5,9	+ 10,3	− 5,9	i_1
Frühling .	− 29,3	− 16,5	+ 15,5	i
Sommer .	+ 37,7	+ 37,8	− 19,0	i
Herbst. .	+ 8,2	+ 0,2	− 22,5	i

nähe wesentlich fort, da sich bei Zunahme der Schichtdicke ein gewisser Ausgleich zwischen vermehrter Extinktion und vermehrter Lichtdiffusion ausbildet. Die Helligkeitsvermehrung in Sonnennähe und ihre teilweise Verminderung in Sonnenferne bewirkt natürlich eine größere Differenzierung der Himmelshelligkeit. Eine

Folge aller hierdurch kurz angedeuteten Zusammenhänge ist die als eins der H ergebnisse DORNOs abgeleitete Tatsache, daß die Differenzierung um so gering je lichtdurchlässiger die Luft ist. Bei gewissenhafter Durchsicht des üb reichen, aus den allerverschiedensten, sich möglichst gegenseitig kontrolliere Messungen gewonnenen Materials kann an der Richtigkeit dieses Ergebn nicht gezweifelt werden, wenn auch einzelne Perioden, wie die 2. Hälfte von der Erklärung noch allerlei Schwierigkeiten bieten. Was für eine Fehler zu dem diametral entgegengesetzten Ergebnis UIBEs geführt hat, steht noch d Auffällig war schon die von UIBE besonders hervorgehobene Bemerkung seine Beobachtungen in jeder Hinsicht die WIENERsche Theorie der Him helligkeit bestätigten, zumal WIENER[1]) gerade die molekulare Lichtdiff stark unterschätzt hatte. Bedauerlicherweise führten die scharfsinnigen un die weitere Verfolgung der komplizierten Ablenkungen der Sonnenstrahlen rücksichtigung der fünffachen Reflexion und Refraktion bei Wasserkügel auch heute noch äußerst wertvollen mathematischen Ableitungen zu gı Widersprüchen mit der Wirklichkeit, wegen der falschen Bewertung der der zelnen Komponenten zukommenden Gewichte (vor allem Überschätzung Bedeutung der Kondensationsprodukte), ganz abgesehen von der bei se primitiven Photometer ungenügenden experimentellen Grundlage. An eine dehnung der Rechnungen auf die heute mit tellurischen Katastrophen und so Vorgängen in Zusammenhang gebrachten Fremdkörperchen war damals noch zu denken. Eine die Wirklichkeit genau wiedergebende Theorie der Him helligkeit besitzen wir auch heute nicht; wohl aber kennen wir die wesentlic für das Zustandekommen der verschiedenen Verteilungen maßgebenden sichtspunkte.

Wie gesehen, zeigt die Helligkeit die Tendenz, in Sonnen- und Hori nahe ein Maximum zu erreichen. Für den Sonnenabstand = 90° strebt sie dag einem Minimum zu, was aus der RAYLEIGHschen Theorie verständlich Setzen wir λ konstant, so wird danach $i = \frac{B}{r^2}(1 + \cos^2\varphi)$, wo r die Entfer des Auges vom Teilchen, φ den Winkel zwischen Primär- und Sekundärs und B eine die Dielektrizitätskonstante, das Volumen und die Zahl der Teil pro cm³ enthaltende Konstante bedeuten. Für $\varphi = 90°$ wird i ein Minin Genannte drei Prinzipien regeln die Helligkeitsverteilung. Eine richtige qu tative Erfassung hat natürlich die Kenntnis der Gewichte der drei Faktoren damit auch die der vertikalen Verteilung von Wasserdampf und Staul weitesten Sinne zur Voraussetzung, wovon wir trotz systematischer Erforsc der vertikalen Verteilung der Kondensationskerne usw. noch weit entfernt Zu bedenken ist dabei weiter die große Schwierigkeit exakter Berücksichti der vielfachen Diffusionen und damit verbundener Extinktion, wobei noc beachten ist, daß bei Lufttrübungen die RAYLEIGHsche Zerstreuungsf tion zum Teil durch eine für größere Partikel geltende (s. u. a. BLUMER ersetzen ist. — Mit der Bestimmung der Helligkeitsverteilung über den zen Himmel begann L. WEBER. SCHRAMM setzte sie fort, und DORNO bra ein Material bei, dessen Reichhaltigkeit seinesgleichen sucht. Für die mi des Pyranometers erfaßte Wärmestrahlung führte C. G. ABBOT[2]) in I Island, in Bassour (Algier) und vor allem auf dem Mt. Whitney und im

[1]) CHR. WIENER, Nova Acta Acad. d. Naturf. Halle Bd. 73, Nr. 1. 1900; Bd. 91, I 1909, s. auch Meteorol. ZS. Bd. 18, S. 43ff. 1901.

[2]) C. G. ABBOT, Ann. Astr. Obs. Smiths. Inst. Bd. 2, 3 u. 4; C. DORNOs Werk bis 92; Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 226—228. 1916; E. KRON in Vierteljahrsschr. d. Astr. Bd. 49, H. 1. 1914; über A. F. NOAKs u. L. H. ABBOTs ähnl. Meßgenauigkeit in Calama s. Smiths. Miscella. Collect. Bd. 71, Nr. 4.

blick auf die Detaillierung der Angaben vor allem auf dem Mt. Wilson Messungen der Helligkeit verschiedener Zonen aus, die sich auf gleiche Flachen des Himmels und des zentralen Teils der Sonne bezogen, und aus denen er auch (Verlust des Sonnenlichtes durch Diffusion, Rückstrahlung i. d. Weltraum) einen Minimalwert der Solarkonstante ableitete. DORNOs großzügigen, alle nur denkbaren Einflüsse berücksichtigenden Untersuchungen, deren Deutungen allerdings im Einzelnen gelegentlich ohne genügend sichere Basis erscheinen mögen, haben in hervorragender Weise neue Richtlinien für die künftige Forschung geschaffen. Von wesentlichem Wert war dabei die systematisch getrennte Betrachtung von i und i_1. Selbstverständlich war sich DORNO dauernd bewußt, daß i nicht nur der sekundären Diffusion zu verdanken ist, wenn dies auch nicht immer zu klarem Ausdruck kommen mag (s. Meterol. ZS. 1921, S. 220ff. u. 338ff.).

Bemerkenswert ist vor allem das Resultat, daß am variabelsten die Punkte des Sonnenvertikals sind. Daher seien hier im wesentlichen nur quantitative Resultate bezüglich dieser ausgezeichneten Symmetrieebene genannt. Daß die zeitliche Variation hier wieder besonders stark an dem die Sonne enthaltenden Südhimmel ist, bedarf kaum weiterer Erklärung. Hinsichtlich der Amplitude — möge es sich um den nämlichen Punkt bei wechselndem h, oder aber um die Differenz zweier Punkte bei demselben h handeln — springt in die Augen, daß sie für i durchgängig viel größer ist wie für i_1, während ig ein mittleres, allerdings wesentlich durch i_1 beeinflußtes Verhalten zeigt. Diese Bevorzugung von i bei dem nämlichen h erhellt deutlich aus Tabelle 16. Hinsichtlich der Lage des Dunkelzentrums zeigt allerdings umgekehrt i eine wesentlich größere Konstanz. Allgemein — Tabelle 16 spricht nicht dagegen — erreicht i in Davos für größte Sonnen-

Tabelle 16. Jahresmittel der absoluten Helligkeit ig, i_1 und i des Sonnenvertikals in Davos, nach Sonnenhöhen und Sonnenabständen geordnet (über Sonne).

Sonnenhöhe (h)	Sonnenabstände												
	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°	
15°	25,43	18,80	11,25	7,76	5,62	4,24	3,69	3,28	**3,24**	3,55	4,24	5,07	ig
30°	27,58	17,19	11,96	9,44	7,27	6,01	5,17	**5,05**	5,41	6,01	7,45	10,16	
45°	30,45	18,95	13,11	10,23	8,17	7,00	**5,84**	6,11	6,92	8,89			
60°	34,06	21,34	15,14	11,96	9,69	7,87	**7,27**	7,72	9,39	—			
15°	12,77	9,16	5,65	4,23	3,40	2,83	2,62	**2,54**	2,60	2,82	3,13	3,49	i_1
30°	13,29	9,16	6,16	5,32	4,44	3,92	**3,53**	3,76	4,19	4,52	5,15	6,50	
45°	14,42	9,33	6,59	5,47	4,72	4,39	**3,93**	4,43	5,36	6,67	-		
60°	16,14	10,16	7,64	6,35	5,70	**5,01**	5,07	5,80	7,17	—			
15°	12,65	9,64	5,60	3,53	2,22	1,41	1,07	0,74	**0,64**	0,73	1,11	1,58	i
30°	14,29	8,03	5,81	4,12	2,83	2,09	1,64	1,29	**1,22**	1,49	2,30	3,66	
45°	16,03	9,62	6,52	4,76	3,45	2,61	1,91	1,68	**1,56**	2,22	-	—	
60°	17,93	11,18	7,49	5,62	3,99	2,86	2,20	**1,92**	2,22	—			

höhe höchstens eine Sonnendistanz von 80°, wogegen wir es in der Tabelle für i_1 bei 60° Distanz finden. — Zu berücksichtigen sind bei der Beurteilung der verschiedenen Verteilung von i und i_1 vor allem folgende zum Teil voneinander abhängige, von DORNO angegebene Gesichtspunkte. 1. Das wesentlich als Quelle von i gedachte Himmelslicht ist nicht in gleicher Weise von der Sonnenhöhe abhängig wie i_1. 2. Die wesentlich i_1 erzeugende einheitliche Sonne ist eng begrenzt, wogegen — wenn wir vom Gebiet der Gegensonne absehen — als Erzeugerin von i zwei sich über einen größeren Raum erstreckende (Sonnenumgebung und Horizontnähe) Lichtquellen in Frage kommen. 3. Wie auch aus dem Verhalten in den verschiedenen Jahreszeiten und bei allgemeinen Trübungen zu ersehen,

erleidet i eine erheblich stärkere Extinktion als i_1. 4. Wie aus der Verteilung
Polarisation am Himmel zu ersehen, ist i — von der Umgebung von Sonne
Gegensonne abgesehen — relativ klein und wird daher durch besondere, l
Diffusion im RAYLEIGHschen Sinne bewirkende Faktoren viel stärker beein
als i_1. Alles zusammen muß im Sinne einer verstärkten Amplitude für i wi
Andererseits muß der Faktor 3, was wiederum durch Beobachtungen be
gemeinen und örtlichen Trübungen gestützt wird, eine Verschiebung der au
RAYLEIGHschen Theorie erschlossenen theoretischen Lage für das Dunke
trum von i nach Norden bewirken, woraus sich die größere Konstanz
Lage desselben erklären ließe.

II. Die örtliche Helligkeitsverteilung am Gesamthimmel. Übe
Helligkeitsverteilung am Gesamthimmel, die vor allem durch DORNO[1]) durc
reiches Material belegt ist, nur kürzeste Bemerkungen. Die Helligkeiten (s. we
lich d. gr. Werk) sind angegeben in absolutem Maß, ferner bezogen auf den Z
und auf das Dunkelzentrum. In mehreren Karten sind die Isophoten —
verschiedene Sonnenhöhen und für i, i_1 und ig — in stereographischer Projek
(Sonne und Gegensonne als Pole) dargestellt. Wesentlich in Frage kommen d
zwei geschlossene Kurvenscharen, die um die Sonne und das Dunkelzent
herumlaufen. EXNER[2]) brachte einige der DORNOschen Resultate, von dem
tigen Gesichtspunkt ausgehend, daß die — allerdings für die gleich zu erörte
„Dunkellinie" bequemere — stereographische Projektion die vorhin erwäh
drei Gesichtspunkte für die Helligkeitsverteilung weniger gut erkennen
in Projektion auf die H
zontalebene zur Dar
lung, wie es auch L. WEI
tat, und wie es in de
den 9. Aug. 1893 in Kie
tenden, wohl ohne wei
verständlichen Abb. 1
zeigt wird. Hier ist auc
sorgfältigen, systematis
photometrischen Bes
mungen der Helligkeit
teilung am Himmel zu
denken, die, in Verbin
mit Beleuchtungsmes
gen von H. H. KIMB
bzw. unter seiner Ägide, in Washington und in Chikago im Jahre 1921 bei
verschiedensten Sonnenhöhen und Bewölkungsgraden durchgeführt wu
Es wurde auch eine Methode angegeben, um die Schattenwirkungen von
bäuden und anderen Gegenständen für die Praxis gebührend berücksichtige
können. — Besondere Beachtung verdient die sog. Dunkellinie, d. i. die Ve
dungslinie aller Helligkeitsminima, zu denen man gelangt, wenn man von
Sonne aus auf den durch sie gelegten größten Kreisen entlang geht. Sie tr
den Gesamthimmel in einen als „Sonnenregion" bezeichneten, die Sonne umge
den Teil von der jenseits gelegenen „Gegenregion" im Gegensatz zu dem d

Abb. 1

[1]) S. auch C. DORNOS Selbstreferat i. d. Meteorol. ZS. Bd. 36, S. 109—124 u. 181-
1919.

[2]) F. M. EXNER, Met. Opt. 1922, S. 810—812.

[3]) L. WEBER, Bau- u. Wohnungshygiene, im Handb. d. Hygiene. S. 75ff.
G. Fischer 1895.

[4]) H. H. KIMBALL, Month. Weath. Rev. Washington 1921, S. 481—488.

den Äquator getrennten „Sonnenhimmel" und „Gegenhimmel". Da ihre von der Sonnenhöhe stark abhängige Lage ebenso wie ihre Länge, Gestalt und Helligkeitsverteilung sich als sehr charakteristisch für den atmosphärischen Reinheitsgrad erwies, wurde sie von DORNO besonders genau untersucht. Dabei fand er, soweit die sonnenfernen Quadranten in Frage kommen, hinsichtlich ihrer Lage — abgesehen von Horizontstellung der Sonne — für i_1 eine bemerkenswert gute Übereinstimmung mit den Folgerungen der RAYLEIGHschen Theorie. Kämen nur solche, die Anwendung dieser Theorie zulassende Vorgänge in Frage, so dürfte eine Dunkellinie in den sonnennahen Quadranten nicht existieren, da der Faktor $S(1 + \cos^2\varphi)$ — S = Schichtdicke —, wenn auch zunächst gering, auf den Hauptkreisen von Sonne bis Horizont dauernd wächst. Ihre Existenz ist offenbar durch Beugung, Brechung und Reflexion an größeren Teilchen bedingt. — Die im Verhältnis zur roten große grüne i_1-Intensität am Gegenhimmel bei der als besonders durchsichtig erkannten Frühlingsatmosphäre sucht DORNO, im Hinblick auf die von FOWLE[1]) nachgewiesene selektive Absorption des Wasserdampfes im Rot, durch eine besonders wasserdampfarme Frühlingsluft zu erklären. Diese Erklärung steht aber wohl noch auf zu schwachen Füßen, wenn man bedenkt, daß er sich dabei auf Beobachtungen in den verschiedenen Jahreszeiten von 1916 stützt, d. h. auf Messungen in einer Periode, die er zum Teil als gestört, zum Teil als ungestört betrachtet. Überhaupt harren hinsichtlich der Beziehung zwischen λ und der Helligkeitsverteilung noch manche Fragen der Lösung. Aus dem Vergleich der ABBOTschen mit den SCHRAMMschen und den eigenen Messungen meint DORNO aber jedenfalls schließen zu dürfen, daß die Gleichmäßigkeit der Verteilung mit abnehmendem λ wächst. Seine Messungen im Blauviolett geschahen mittels der Kaliumzelle. — Ganz besonders nahe Beziehungen existieren zwischen der Lufttransparenz und der Helligkeitsverteilung in unmittelbarer Sonnennähe, wie sie zuerst von DIERCKS[2]) und später vor allem von DORNO untersucht wurde. Die DIERCKSschen Messungen fielen in die Zeit des selten reinen Himmels 1911. Trotzdem waren die Schwankungen der Reinheit groß genug, um eine sehr ausgeprägte Beziehung der Helligkeit in Sonnennähe zu dem den Reinheitsgrad charakterisierenden, unter Ausschluß direkter Sonnenstrahlen gemessenen Oberlicht zu finden. Auch blieb DIERCKS die Beziehung zur Sonnenhöhe nicht verborgen; die Schwankungen in der atmosphärischen Beschaffenheit verhüllten ihm aber die für Davos mit seinen für gleiches h an wolkenlosen Tagen offenbar viel konstanteren Verhältnissen stark ausgeprägte Beziehung zwischen der Sonnenhöhe und der Stärke des Helligkeitsabfalls. Ein für gleiche Sonnenhöhe ermöglichter Vergleich zwischen Kiel (1911) und Davos (1916; jedenfalls nicht stark gestört) ergab für Kiel für das Helligkeitsverhältnis Himmel: Sonne in 0,3° Sonnendistanz einen 1,5 bis 12mal, in 2° Distanz einen 3,4 bis 20mal größeren Wert. Dies liegt wieder im Sinne des hinsichtlich des atmosphärischen Reinheitsgrades genannten DORNOschen Hauptergebnisses. Hätte im Jahre 1916 (Herbst) keine Trübung vorgelegen, so wäre wohl eine noch größere Differenz zu erwarten. — Ist der Himmel gleichmäßig mit Wolken bedeckt, so tritt nach SCHRAMM[3]) eine entgegengesetzte Verteilung wie bei blauem Himmel ein, indem vom Zenit nach dem Horizont zu eine Helligkeitsabnahme stattfindet. In ähnlicher Weise schwankte bei KÄHLER das Verhältnis von zenitaler zu horizontaler Helligkeit zwischen 1 bis 2 und 5 bis 6. Je stärker die Sonne geschwächt ist, um so gleichmäßiger ist die Verteilung. KÄHLER[4]) versuchte, für bewölkten

[1]) F. E. FOWLE, Astrophys. Journ. Bd. 42, S. 400. 1915.

[2]) H DIERCKS, Dissert. Kiel 1912, s. auch W. CERASKI, Astron. Nachr. Bd. 174, S. 187. 1907.

[3]) W. SCHRAMM, Dissert. Kiel, S. 38ff. 1901.

[4]) K. KÄHLER, Meteorol. ZS. Bd. 25, S. 52—57 u. 234 1908.

Himmel die Beziehung zwischen Himmelshelligkeit und Ortshelligkeit foı mäßig auszudrücken. Er ging dabei vom LAMBERTschen Grundgesetz aus, welchem sich die Beleuchtungsstärke B einer Fläche df_1, die sich horizo im Mittelpunkte einer gleichmäßig hellen Halbkugel von der Flächenhelle H dem Radius r befindet, $= \int \frac{H\,df\,df_1}{r^2} \cdot \sin\varphi$ ergibt, wenn df einem Flächenelei der Halbkugel und φ dem Elevationswinkel von df_1 entspricht. Die Integra bei konstantem H würde $B = \pi H$ ergeben, wenn sowohl H als auch B auf Quadratzentimeter bezogen wird. Da B in Meterkerzen zu messen ist, es $= \pi \cdot 10000 \cdot H$ (in primaren Einheiten der Flächenhelle gemessen). Da auch die Helligkeit eines äußerst stark und gleichmäßig bedeckten Him nie ganz gleichförmig ist, hätte man dem nach KÄHLER Rechnung zu tra indem man $H = H_H + H_H \sin\varphi$ in den zu integrierenden Ausdruck s wobei H_H der Horizonthelligkeit entspricht. In der Regel fand er jedoch gemessenen Ortshelligkeiten größer als die errechneten Zahlen. — WEBER[1]) ein graphisches Verfahren angegeben, um aus der Summe der an den vers denen Himmelspunkten gemessenen Flächenhellen die Beleuchtung der I zontalen Fläche durch den Himmel mit Ausschluß der Sonne zu bestimı Es handelt sich um die graphische Auswertung des für die Beleuchtu stärke B der Horizontalfläche geltenden Integralwertes „$2\pi \int_{r=0}^{r=1} h \sin i\, dr$“, woı die mittlere Helligkeit aller neun zwischen je 10° voneinander absteheı Horizontalkreisen liegenden Himmelszonen (aus den Isophotenkarten ermit bedeutet, ferner i den von der Mitte der Zonen gerechneten Inzidenzwinkel dr die Breite der Ringe, welche durch die Projektion der Zonen auf die Hori talfläche entstehen. Den so errechneten Wert kann man mit dem direkt für Beleuchtung unter Ausschluß der Sonne ermittelten Wert vergleichen, wenn nur genügend den Ring berücksichtigt, der praktisch bei Abblendung der So mit abgeblendet wird. DORNO hat das mit recht befriedigendem Erfolg geta Schließlich muß noch auf die zwecks Prüfung der Lichtzerstreuung unter schiedenen Winkeln zum Primärstrahl vorgenommenen Helligkeitsmessuı POKROWSKIS[3]) verwiesen werden (in Blau und Rot), bei denen, um für alle B achtungen eine gleiche Beleuchtung der in Frage kommenden Luftschicht dı die Sonne garantieren zu können, immer nur die Helligkeit von solchen Ste gemessen wurde, die sich in gleicher Höhe über dem Horizont, wie die jewe Sonne, befanden.

DEMBER und UIBE[4]) haben mit scheinbar gutem Erfolg für Wolkenlosig versucht, die scheinbare Gestalt des Himmelsgewölbes durch seine Helligk verteilung zu erklären, indem sie unter Berücksichtigung der RAYLE schen Extinktion durch die Molekeln usw. zur Aufstellung der Bezieh „$S : R = \sqrt{I_1} : \sqrt{I_2}$“ zwischen den maximalen Sichtweiten S und R unter schiedenen Neigungen zum Horizont und den entsprechenden, den photometı meßbaren Helligkeiten H_1 und H_2 proportionalen Lichtintensitäten I_1 unc gelangten. Ihre Theorie verlangte, daß, wenn der Radiusvektor der Himn kalotte im Zenit und die für diesen geltende Helligkeit $= 1$ gesetzt wird, die der Kalottentheorie berechneten Radienvektoren gleich den für die entsprecl den Richtungen gefundenen Werten für H wurden. Zu bedenken bleibt a

[1]) L. WEBER, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 18, S 289. 1912.

[2]) C. DORNOS gr. Werk, S. 54—62.

[3]) G. I. POKROWSKI, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 49—58. 1925.

[4]) H. DEMBER und M. UIBE, Ber. Math.-Phys. Kl. Sächs Ges. d. Wiss. Bd 69, S. bis 411. Leipzig 1917.

daß die die maximale Sichtweite berücksichtigende Theorie für den Wolkenhimmel mit geradezu umgekehrten Helligkeitsverhältnissen gar nicht stimmt, indem die scheinbare Form des bewölkten Himmels vielmehr auf Grund einfacher Annahmen v. STERNECKS[1]) über die Unterschätzung von Entfernungen (Unterschätzungskonstante; Konstruktion eines Sehraumes aus dem euklidischen Raum) dem Verständnis näher gerückt zu werden scheint. Die große Bedeutung rein psychischer Einflüsse auf die scheinbare Gestalt des Himmelsgewölbes wurde unter anderem durch Versuche von STÜCKLEN[2]) neben bzw. zwischen Türmen funkentelegraphischer Großstationen (s. auch POHL, Naturw. 1919, S. 415—416) erwiesen. Unter Hinweis darauf, daß beim Wolkenhimmel die gesehene Grenzschicht tatsächlich eine ganz andere als die physikalische sei, betont A. MÜLLER[3]) vor allem, daß die physikalischen Maße und die Sehmaße grundverschiedene Dinge sind, wenn er auch den Einfluß der Helligkeit auf die Sehform (s. hier auch REIMANN) keineswegs leugnet. Es handelt sich hier offenbar um ein höchst schwieriges, noch nicht im entferntesten gelöstes Problem[4]).

e) Die Polarisation des Himmelslichtes.

10. Kurze allgemeine Übersicht. Die Beobachtungsergebnisse der im Jahre 1809 von ARAGO entdeckten atmosphärischen Polarisation lassen sich im wesentlichen folgendermaßen zusammenfassen: Unter normalen Verhältnissen stimmt im allgemeinen an genügend weit von der Sonne und vom Horizont entfernten Himmelsstellen die Polarisationsebene mit der durch Visierlinie und Sonne gelegten Ebene überein. Auch im Punkte maximaler Polarisation (im Sonnenvertikal etwa 90° von der Sonne entfernt; vielleicht eine Idee aus dem Vertikal herausgerückt) herrscht nie lineare, sondern nur teilweise Polarisation. Innerhalb des Sonnenvertikals sind über und unter (hier im allgemeinen schwieriger zu beobachten) der Sonne sowie über dem antisolaren Punkt (Gegensonne) Stellen vorhanden, welche dem Effekt nach sich wie unpolarisiert verhaltendes Licht aussenden, nämlich die nach ihren Entdeckern BABINET, ARAGO, BREWSTER bezeichneten sog. neutralen Punkte[5]). Im übrigen sind je nach der Farbe, in der beobachtet wird, mannigfache Variationen zu konstatieren, und vor allem hat — von der Reflexion des Lichtes am Erdboden abgesehen — der starken Schwankungen unterworfene Reinheitsgrad der Atmosphäre einen sehr starken Einfluß auf das Phänomen. Die bisher erkannten Gesetzmäßigkeiten wurden im wesentlichen mit Hilfe verschiedener Instrumente gefunden; ganz vereinzelt wurde jedoch in neuerer Zeit versucht, ein mit bloßem, ausgeruhtem Auge erkennbares (allerdings offenbar nur von wenigen) Phänomen, das der HAIDINGERschen Büschel[6]), in den Dienst der Meteorologie (Prognose) zu stellen bzw. in Zusammenhang mit der scheinbaren Gestalt des Himmelsgewölbes zu bringen[7]).

---

[1]) R. v. STERNECK, Der Sehraum als Grundlage der Erfahrung. S. 39—45. Leipzig: J. A. Barth 1907; s. auch F. M. EXNER, Meteorol. Opt. S. 5—56, besonders S. 29—32 und ab S. 49.

[2]) H. STÜCKLEN, Dissert. Göttingen 1919.

[3]) A. MÜLLER, Ann. d. Phys. Bd. 75, S. 653—657. 1924 (ad M. WEILER, ebenda Bd 74, S. 374ff. 1924).

[4]) Siehe hier auch H. DEMBER u. M. UIBE, Ann. d. Phys. Bd. 69, S. 485—509. 1917, auch H. WITTES die Gesetze des Sehraumes behandelnde Artikelserie (Phys. ZS. 1918—1919).

[5]) Fortab sollen diese Himmelsstellen im allgemeinen als Ba.-Punkt, A.-Punkt und Br.-Punkt bezeichnet werden.

[6]) V. v. LANG, Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 558. 1916, W. KOLHÖRSTER, ebenda Bd. 33, S. 370. 1916; Bd. 36, S. 47. 1919; H. DEMBER u. M. UIBE, Leipziger Ber. Bd. 72, S. 3—11. 1920 (12. Januar) u. Ann. d. Phys. Bd. 63, S. 571—580. 1920.

[7]) Bezüglich Literatur s. Anm. 4, S. 104.

11. Die Polarisationsebene. Da das vom anvisierten Punkt ins Auge ge langende Licht außer von der Sonne auch von dem durch diese erleuchtete Himmelsgewölbe stammt, kann man von vornherein nicht durchgehends ei Zusammenfallen der Hauptpolarisationsebene mit der durch Sonne und Visier linie gelegten erwarten, sondern für manche Punkte höchstens, wenn der Sonnen vertikal mit bezeichneter Ebene übereinstimmt bzw. senkrecht dazu steht Im übrigen ist zu erwarten, daß sich bei irgendwelcher Änderung der vom Sonnen stand bzw. von meteorologischen Verhältnissen abhängigen sekundären Diffusio bzw. bei Änderung der Intensität des vom Erdboden reflektierten Lichte die Lage der Polarisationsebene entsprechend ändert, wie es denn auch vo H. BECQUEREL[1]) bei der Verfolgung der zeitlichen Variation der Winkeldifferen zwischen der theoretischen und der wahren Polarisationsebene erkannt wurde Sein Ergebnis, daß die Abweichungen im allgemeinen größer bei Beobachtun im blauen als bei solcher im roten Licht waren, hängt offenbar mit der stärkere Diffusion der kürzeren Wellen zusammen. Ein heute nicht mehr beanstandete Nebenergebnis war das des Vorhandenseins einer Drehung der Polarisationseben durch das erdmagnetische Feld. Was die sonstigen Abweichungen von der be Annahme der Sonne als alleiniger Lichtquelle erwarteten Polarisationseben betrifft, so ist zu erwähnen, daß HURION[2]) wesentlich größere Abweichunge fand wie BECQUEREL und auch wesentlich größere wie später DORNO[3]). Dies Unstimmigkeiten scheinen einmal darin ihren Grund zu haben, daß BECQUERE absichtlich eine zu große Nähe der neutralen Punkte vermieden hatte, und zun andern darin, daß der dunkle Hochgebirgshimmel von Davos und seine einzelne Gebiete weit weniger als sekundäre Lichtquelle in Frage kommen (allerding sind auch die vielfach starken Schneereflexe in Davos zu berücksichtigen) wi der Himmel von Clermont.

In dem innerhalb des Sonnenvertikals um 90° von der Sonne entfernte Punkt herrscht nach ARAGO positive Polarisation, so gedacht, daß die Haupt schwingungen senkrecht zum Vertikal verlaufen. In der Richtung desselbe verläuft die Längsachse des gelben Astes der HAIDINGERschen Büschel, so da also die Achse des blauen Astes die Hauptschwingungsrichtung angibt. De ARAGOschen Bezeichnungsweise entsprechend, redet man von einer negative Polarisation des in der Horizontalebene polarisierten Lichtes. Soweit der Sonnen vertikal in Frage kommt, entspricht bei wolkenlosem und nach allen Richtunge homogenem Himmel die Polarisationsebene zwischen dem A.- und Ba.-Punk dem Sonnenvertikal; senkrecht dazu verläuft sie zwischen dem Ba.-Punkt un der Sonne bzw. zwischen Sonne und dem Br.-Punkt und ebenfalls zwische A.-Punkt und Gegensonne. In den neutralen Punkten erfolgt also innerhalb de Sonnenvertikals eine plötzliche Drehung der Polarisationsebene um 90°. In de durch den Sonnenort gelegten Horizontalkreis fällt die Polarisationsebene mi genannter Ebene zusammen. In einem nach rechts oben durch die Sonn gelegten größten Kreis weicht sie in größerer Sonnenentfernung nur wenig vo der Richtung dieses Kreises ab, dreht sich aber, wenn man sich auf demselbe der Sonne nähert, im Sinne des Uhrzeigers mehr und mehr aus dieser Lage heraus um sich der horizontalen Lage zu nähern. Beim Quadranten links oben liegen di Verhältnisse ganz analog, nur ist natürlich die Drehung im Sinne des Uhrzeiger durch die entgegengesetzte zu ersetzen. Ganz analog, sinngemäß geändert

[1]) H. BECQUEREL, Ann. chim. phys. Bd. 19, S 90. 1880; s. auch FR BUSCH u. CHR. JENSEN, Tatsachen und Theorien der atmosph Pol. usw, Jahrb. Hamb Wiss. Anst. Bd 28, S 5 Beiheft S. 62ff. 1911.

[2]) A. HURION, Ann chim phys. Bd 7, S 456–495. 1896

[3]) C. DORNOS zit. großes Werk, S 127ff. u. l. c S. 127–148 Berlin 1919

liegen die Verhältnisse in den unteren Quadranten. Zu diesen Ergebnissen gelangte BUSCH[1]), indem er das SAVARTsche Polariskop mit stets nach dem Zenit gerichteten Fransen auf Horizontalkreisen aus dem Sonnenvertikal herausführte und die Himmelsstellen aufsuchte, deren Polarisationsebene um 45° gegen die Vertikale des anvisierten Punktes geneigt ist (Kriterium: das Gesichtsfeld schräg durchlaufende Fransen-Unterbrechungsstelle). So gewann er symmetrisch zum Sonnenvertikal verlaufende Kurven (zwischen dem A.- und Ba.-Punkt, zwischen diesem und dem Br.-Punkt und zwischen diesem und dem Horizont). Für diese Polarisationsisoklinen hat sich mit Unrecht der Name Neutrallinien eingebürgert (s. auch Met. Opt. von PERNTER-EXNER, S. 670), da die Unterbrechungsstelle der Fransen hier mit im Effekt neutrales Licht aussendenden Stellen nichts zu tun hat. Zu ähnlichen Ergebnissen war für die zwischen dem Ba.-Punkt und der Sonne verlaufenden Kurven bereits BOSANQUET[2]) gelangt. Eine besondere Bedeutung erlangten später die zwischen dem A.-Punkt und dem Zenit sowie die zwischen

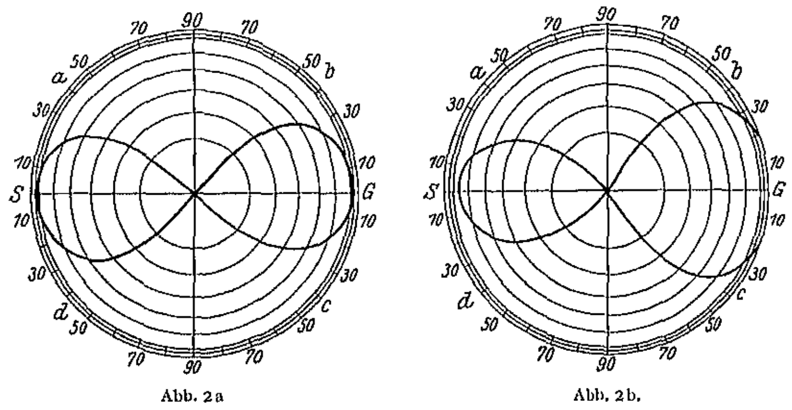


Abb. 2a Abb. 2b.

Zenit und Ba.-Punkt verlaufenden Kurvenäste; diese bilden bei niedriger Sonnenhöhe eine einzige Kurve in Gestalt einer Lemniskate, die sog. „BUSCHsche Lemniskate". MENTZEL[3]) verfolgte sie systematisch in Bremen bei verschiedenen Sonnenhöhen. Dabei fand er, daß die für Horizontnähe der Sonne nahezu gleichen Schleifen bei steigender Sonne immer ungleicher werden (s. die den MENTZELschen Arbeiten entnommenen, einer Sonnenhöhe von rund +1 bzw. +16° entsprechenden Abb. 2a und 2b und die dem großen DORNOschen Werk entnommene, einer Sonnenhöhe von 50° entsprechende Abb. 2c), derart, daß die der Sonne zugekehrte schmaler und kürzer, die der Gegensonne angehörende vor allem immer breiter wird. Bei weiterem Wachsen von h klaffen die Äste b (rechts oben) und c (rechts unten) mehr und mehr auseinander, strecken sich und klappen — für Bremen etwa bei $h = 45°$ — schließlich in die Quadranten a (links oben) und d (links unten) über, so daß die Linien statt auf den A.-Punkt auf den Br.-Punkt zulaufen. DORNO hat sowohl die MENTZELschen als auch seine eigenen Messungen der Neutrallinien eingehend diskutiert und vor allem auch den Verlauf der wirklichen Linien mit dem der theoretischen verglichen, d. h. mit dem Verlauf, den sie haben würden, wenn keine neutralen Punkte existierten und die Polarisationsebene eindeutig durch Visierlinie und Sonne bestimmt wäre; letzterer ist für die Sonnen-

[1]) FR. BUSCH, Meteorol. ZS Bd. 6, S. 81—95. 1889, s. auch FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. 1911, S. 57ff.

[2]) R. H. M. BOSANQUET, Phil. Mag Bd. 2, S 20—28. 1876; M. E. MASCART, Traité d'Optique. Bd. 3, S. 392. 1893.

[3]) R. MENTZEL, Met. Jahrb. Bremen, fortlaufend ab 1912 bis auf heute (besonders 1917); Mitt. Ver. Freund. Astr. u. kosm. Phys. Bd. 28, S. 92—97. 1918.

höhe von 50° in Abb. 3 dargestellt. Die Neutrallinien werden allgemein – in Abb. 2c zur Darstellung gebracht wird – als die Grenzlinien zwisch tiver und negativer Polarisation bezeichnet. Das ist offenbar nicht gan da es sich natürlich (s. die sche Definition und die vorher Erorterung der Pol.-Ebene Umgebung der neutralen nur um ein Überwiegen bz mehr oder weniger große Ann an die eine oder andere Polari art handeln kann. — Das wesen Ergebnis der DORNOschen suchungen bestand darin, daß d achteten Kurven im allgemei ihrem ganzen Verlauf den theore gut folgen, abgesehen von de barschaft der Sonne bzw. Gege Hier schwenken sie — wie deutlich zeigt — zu den ne Punkten um. Wenn durch welche Verhältnisse, seien gemeiner oder besonderer A weichungen vom normalen vorhanden sind, so würde ma zunächst vermuten, daß die zu Seiten der Sonne bzw. der Gege liegenden Kurvenäste einand sprechen, d. h., daß sie gleic eine Vergrößerung oder Verklei aufweisen. Es zeigte sich aber wohl für Davos wie für Bren daß dies nicht der Fall ist, inde vielmehr die gegenüberliegende dranten (in den Abbildungen *a* d *c* und *b* dem *d* entsprechend) e chen. Dies führt natürlich lei einer Drehung der ganzen Figur über dem Sonnenvertikal. Im Z menhang damit stehen offenba mutale Verlagerungen der n. sie zuerst von R. SÜRING[1]), von KNOPF[2]), DORNO[3]) und SEN[4]) gefunden wurden. Un interessante Beziehungen fand DORNO zwischen dem Verlauf der Neutra und der topographischen Gestalt des Beobachtungsortes bzw. der Bodenbede wo vor allem des Einflusses bewaldeter dunkler Berge oder der Schneebedc zu gedenken ist. Es handelt sich hier letzten Endes um Änderungen in de

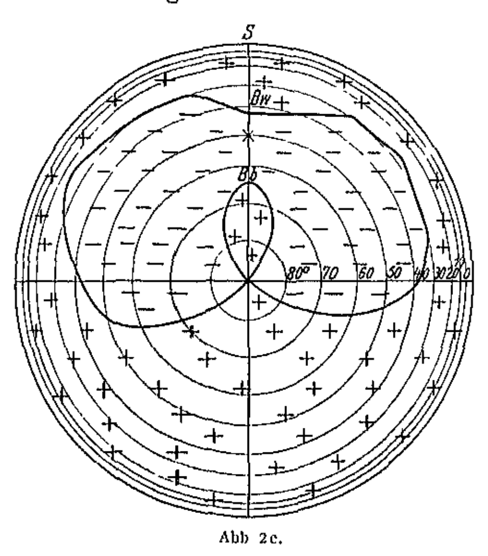


Abb. 2c.

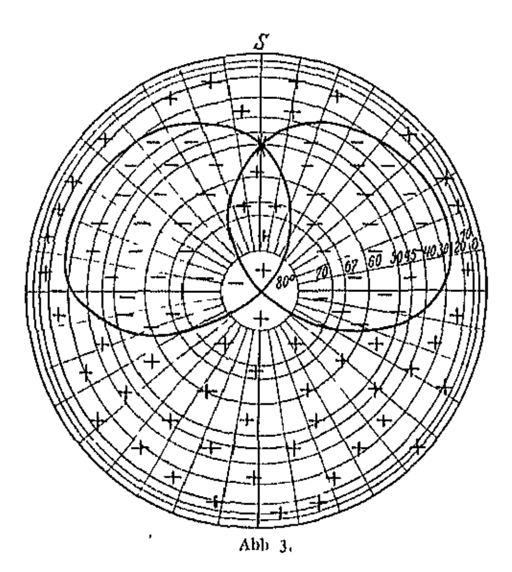


Abb. 3.

[1]) R. SÜRING, Veröffentl. Preuß. Met. Inst. 1910, S. 19 u. 1913, S. 15.
[2]) O. KNOPF, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, S. 57–72. 1919.
[3]) C. DORNOS zit. großes Werk, Meteorol. ZS. 1919, S. 109–124 u. 181–192 d. Ver. Fr. Astron. u. kosm. Phys. Bd. 29, S. 71–86. 1919.
[4]) CHR. JENSEN, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 84. 1913 (Bemerkungen).

teilung positiver und negativer Polarisation. So hebt ein heller Horizont die Linien auf der Gegenseite und senkt sie auf der Sonnenseite; umgekehrt liegt es mit der Wirkung eines dunklen Horizonts. Wesentlich ist bei allen diesen Erscheinungen auch die Sonnenhöhe. — Zu erwarten ist auch, daß die durch meteorologische Einflüsse bedingte Verschiedenheit der verschiedenen Himmelspartien Störungen der Kurven herbeiführt. So wies MENTZEL auf die umgekehrte Wirkung heranziehender Hoch- bzw. Tiefdruckgebiete hin; DORNOS diesbezügliche Erfahrungen lagen durchaus im nämlichen Sinne. — Optische Störungen, die sich durch verminderte Sonnen- und vermehrte diffuse Himmelsstrahlung verraten, erhöhen — allerdings bei den verschiedenen Himmelspartien in sehr verschiedener Stärke — die negative Polarisation. Entsprechend ergab sich für die stärkst gestörte Zeit nach dem Katmaiausbruch für Bremen der Flächeninhalt (in flächentreuer Projektion gezeichnet) der auf der Sonnenseite gelegenen Lemniskatenäste um 7,5% kleiner als in normalen (bzw. wenig gestörten) Zeiten, auf der Gegenseite allerdings nur um 1% geringer. In ähnlichem Sinne liegende Abweichungen sollte man für den nämlichen Zeitpunkt für Davos gegenüber Bremen erwarten. Die für niedrige Sonnenhöhen geltenden Vergleichungen beider Orte weisen aber noch kleine Unstimmigkeiten auf; berücksichtigt man aber einmal den rein meteorologischen Einfluß, und zum andern, daß die Konstruktion der Kurven bei niedrigem h wegen verhältnismäßig rascher Änderung der Sonnenhöhe leicht ungenau wird, so ist wohl anzunehmen, daß das Vergleichsmaterial noch nicht ausreicht. Der Vergleich zweier, bei großer Sonnenhöhe in nicht weit voneinander abliegenden Zeitpunkten an beiden Orten aufgenommenen Kurven zeigte den in bezug auf die Helligkeitsverteilung (im Hochgebirge prinzipiell geringeres Gefälle zwischen Zenit und Horizont) zu erwartenden Unterschied. — Die weitere Verfolgung der Neutrallinien kann vielleicht — vor allem bei niedriger Sonnenhöhe — von Bedeutung für die Erkenntnis der evtl. auf tiefere Ursachen weisenden azimutalen Abweichungen der neutralen Punkte werden. Da die Unsymmetrien der Kurven sicherlich wesentlich auf ungleichmäßige Lichtverteilung über den Himmel unter dem Einfluß der drei Strahlungsquellen „Sonne, Himmel, reflektierender Erdboden" zurückzuführen sind, wird man dabei tunlichst den drittgenannten Faktor ausschließen müssen, indem man zum Beobachtungsort weite, nach allen Seiten möglichst homogene ebene Flächen wählt.

12. Die Polarisationsgröße. a) Der innerhalb des Sonnenvertikals in 90° Sonnenabstand liegende Punkt. Hinsichtlich der Polarisationsgröße (P.) interessiert vor allem der Sonnenvertikal. Innerhalb dieser Ebene wurden die meisten Messungen im Punkt maximaler Polarisation angestellt, so, abgesehen von ARAGO, auch von BREWSTER, ZANTEDESCHI, BERNARD, RUBENSON, E. C. PICKERING, CORNU, MC. CONNEL, CROVA und HOUDAILLE, PILTSCHIKOFF, HURION[1]), und in neuerer Zeit von PERNTER, L. G. SCHULTZ, H. H. KIMBALL, E. L. NICHOLS, von Pater CIRERA (bearbeitet von BUSCH und JENSEN sowie von STEENQUIST)[2]), BOUTARIC[3]), DORNO[4]), STEENQUIST[5]), GOCKEL[6]), KALITIN[7]) und KARTSCHAGUIN[8]). —

[1]) Siehe über diese in FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 70ff. und 340ff. bzw. in PERNTER-EXNER, soweit nicht besonders darauf hingewiesen.

[2]) Desgleichen bezüglich letzterer Autoren.

[3]) M. A. BOUTARIC, Ann. d. Phys. Bd. 9, S. 113—203. 1918 u. Bd. 10, S. 1—132. 1918; Acad. R. de Belgique 1913, S. 567—606.

[4]) C. DORNO, l. c. 1919, S. 93ff. u. 148ff.

[5]) D. STEENQUIST, Forhandl. ved 16. skand. naturforskermöte. 1916, S. 83—112.

[6]) A. GOCKEL, Ann. d. Phys. Bd. 56, S. 617—638. 1918; Bd. 62, S. 283—292. 1920.

[7]) N. N. KALITIN, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 9—15. 1924; Ber. d. russ. Ak. d. Wiss. 1919; Ber. d. Phys. Centr.-Obs. Bd. 2,. 1920 (s. darüber auch P. TVERSKOY, Meteorol. ZS. Bd. 40, S. 22ff. 1923).

[8]) M. V. KARTSCHAGUIN, Journ. de phys. (6) Bd. 6, Nr. 1, S. 10—19. 1925.

Was die Lage des Punktes maximaler Polarisation betrifft, so fand AR
nächst aus sechs Bestimmungen einen Sonnenabstand von 89° 6′, währe
den Notices scientifiques Bd. 4, S. 394, 90° angibt. BREWSTERS Messunge
Jahren 1841 bis 1842[1]) ergaben im Durchschnitt statt der erwarteten 9(
89° nahe stehenden Wert, während RUBENSON[2]) als Durchschnittswe
größeren Beobachtungsreihe (Upsala 1859) 90° 2′ fand. Was — von B
tungsfehlern ganz abgesehen — die Schwankungen der Lage betrifft, s
bedenken, daß TYNDALL bei seinen bekannten Experimenten mit der A
der Sättigung der blauen Farbe und der Polarisationsgröße, d. h. mit
nahme größerer diffundierender Teilchen parallel gehend, eine Entfern
Winkels maximaler Polarisation von 90° fand, und daß RUBENSON die n
Erscheinung für die Atmosphäre konstatieren konnte. Eine schärfere E
dieser Verhältnisse ist zu erwarten, nachdem DORNO mit der getrennter
suchung der beiden senkrecht aufeinander stehenden Komponenten i
vorangegangen ist. Auf Grund der RAYLEIGHschen Theorie wäre vo
herein ein Zusammenfallen des Punktes maximaler Polarisation und m
Helligkeit zu erwarten. Da sich, wie wir sahen, der dunkelste Punkt mit
der Sonne dieser nähert, und zwar schneller bei der i_1 als bei der i-Kom
müßten sich entsprechend die sich aus dem Verhältnis $i_1:i$ ergebenden I
verändern, wäre eine Verkleinerung des Winkelabstandes bei größeren Sonn
zu erwarten, vor allem zu Zeiten besonders starker Wanderung des i_1-Mi
Hier käme nach DORNO wesentlich der reine Frühjahrshimmel in Frag
deutige Resultate wurden aber bisher weder von ihm noch von andere
achtern erhalten. Derartige Beziehungen scheinen schon deshalb etw
wickelt zu sein, weil auf der einen Seite reiner Himmel in Verbindung mit
Sonnenhöhe erforderlich scheint, während auf der andern die Atmosp
größerem h (aufsteigender Luftstrom, Kondensationsprodukte) eher die
hat, unrein zu werden als bei niedrigem. AHLGRIMM[3]), der, von der RA
schen Diffusionsformel ausgehend, unter Berücksichtigung ein- und zwe
Diffusion die Lage des Pol.-Maximums im Sonnenvertikal für eine Halbkug
mit kleinem Radius berechnete, fand, daß sich der in Frage stehende
von 90°0′ für $h = 0°$ bis auf nahezu 88° bei zwischen 30 und 35° liege
verringert, um bei weiter steigender Sonne wieder zuzunehmen.

Bezüglich der P.-Werte in 90° Sonnenabstand bei verschiedenem h z
belle 17 die von TICHANOWSKY[4]) aus der AHLGRIMMschen Theorie[5]) bere
Zahlen, die von DORNO in Davos [Jahresmittel][6]), von GOCKEL in I
[Schweiz][7]) und von TICHANOWSKY[8]) in Taschkent gewonnenen Er
(eingeklammerte Werte durch Interpolation, der bei G. für $h = 0°$ ang
durch Extrapolation gefunden).

Während die theoretischen Werte nach einem Abfall bis zu Sonn
von ca. 30° einen starken Anstieg zeigen, findet sich dieser nur zuletzt bei
der aber ausdrücklichst darauf hinweist[9]), daß dies nur auf den bei

[1]) M. BREWSTER, vor allem Phil. Mag. Bd. 31, S 444—454 1847; Bd. 30, S
129. 1865

[2]) R RUBENSON, Mémoire sur la polarisation de la lumière atmosphérique.
C. A Leffler 1864

[3]) FR. AHLGRIMM. Dissert. Kiel 1915, Jahrb Hamb Wiss Anst. Bd. 32, II. 3.
Kommiss. bei Meißner)

[4]) J. J TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd. 43, S 361ff 1926

[5]) FR. AHLGRIMM, l. c

[6]) C DORNO, Zahlen umgerechnet aus Tabelle 28 im großen Werk.

[7]) A GOCKEL, Ann. d Phys Bd. 56, S. 627 1918.

[8]) J J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd 41, S 354ff. 1924.

[9]) C. DORNO, l. c S. 99.

eintretenden Fortfall der kleinen Frühjahrswerte zurückzuführen ist. Der ausgeprägte Jahreszeiteneinfluß gebietet also größte Vorsicht bei der Diskussion der Beobachtungsergebnisse. Außerordentlich übersichtlich werden die ganzen Verhältnisse durch die DORNOschen, den Verlauf der die absolute Helligkeit der i- und i_1-Komponente in Abhängigkeit von h darstellenden Kurven; man sieht vor allem ohne weiteres, warum der Abfall der P.-Werte besonders groß zwischen $h = 0$ und $h = 20°$ werden muß. Als physikalische Ursachen kommen die Annäherung des anvisierten ·Punktes an den Horizont und die Abnahme der Lufttransparenz mit zunehmendem h in Frage. Den Einfluß erstgenannten Moments suchte GOCKEL[1]) durch Beobachtung des in 60° Sonnenabstand befindlichen Punktes zu verringern; durch Messungen am Himmelspol machte er sich sowohl vom Einfluß der wechselnden Höhe überm Horizont als auch von dem des wechselnden Sonnenabstandes frei; aber auch hier fand er (Göscheneralp) eine Abnahme von P. mit steigendem h. Auf Grund von Messungen an verschiedenen Orten ist TICHANOWSKY[2]) geneigt, anzunehmen, daß bei besonders großer Luftreinheit eine der theoretisch gefolgerten analoge Zunahme der Maximalpolarisation bei nicht zu kleinem h zu erwarten wäre. GOCKEL konnte aus seinen Beobachtungen jedenfalls schließen, daß die Abnahme mit steigender Sonne um so geringer wird, je klarer die Atmosphäre ist.

b) Die Polarisationsgröße im Zenit. Um die durch die wechselnde Lage des betrachteten Punktes bedingte Änderung der Dicke der Luftschicht zwischen Punkt und Beobachter sowie anderer, das Phänomen mehr oder weniger stark beeinflussender Momente auszuschalten, begann JENSEN mit der Verfolgung einer konstanten Himmelsstelle. Aus Gründen der Symmetrie ergab sich der Zenitpunkt, für welchen das WEBERsche Polarimeter (s. S. 77) die Messungen am Tage sehr vereinfacht, da nach BECQUEREL für ihn mit genügender Annäherung ein Zusammenfallen von Sonnenvertikal und P.-Ebene angenommen werden kann. Später gingen auch DORNO, GOCKEL, E. L. NICHOLS[3]), KARTSCHAGUIN[4]) und TICHANOWSKY[5]) zu planmäßigen Messungen der Zenitpolarisation über. Tabelle 18 gibt P. im Zenit in Abhängigkeit von h, indem auch die theoretischen AHLGRIMMschen Werte beigefügt sind. Die Werte sind in RUBENSONschem Maß ($i_1 - i : i_1 + i$) angegeben, bei TICHANOWSKY auch in dem von NICHOLS vorgeschlagenen Maß (i_1/i). Wegen der größeren Differenzen verwendet man ersteres mit Vorteil für die Himmelspunkte mit geringerer Polarisation, während man sonst wohl mit DORNO im allgemeinen letzterem größere Vorzüge zugestehen muß. Mit Recht wies allerdings

Tabelle 17.

Sonnenhöhe (h)	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°	65°	70°
Theorie . . .	0,884	(0,882)	0,881	(0,887)	0,876	(0,874)	0,871	(0,872)	0,873	(0,878)	0,884	(0,894)	0,903	(0,914)	0,924
DORNO	0,733	0,683	0,653	0,607	0,555	0,551	0,547	0,556	0,553	0,548	0,526	0,523	0,528	0,548	
GOCKEL . . .	(0,718)	(0,705)	(0,681)	0,648	(0,630)	0,612	(0,606)	0,600	(0,600)	0,599	(0,576)	0,552			
TICHANOWSKY	0,763	0,744	0,725	0,707	0,690	0,674	0,658	0,644	0,632	0,620	0,608	0,598	0,589	0,582	0,575

[1]) A. GOCKEL, l. c. S. 622; Meteorol. ZS. Bd 37, S. 116ff. 1920.

[2]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd 43, S. 154ff. 1926 u. S. 361 ff.

[3]) E. L. NICHOLS, Phys. Rev. Bd 26, S. 497—511. 1908.

[4]) M. V. KARTSCHAGUIN, Anm. 7, S. 39.

[5]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 352—357. 1924.

Tabelle 18. Polarisationsgröße im Zenit

Sonnenhöhe	AHLGRIMM	DORNO	GOCKEL	JENSEN	TICHANOWSKY
0°	0,884	0,773	0,772	0,707	0,763 (7,44)
5°	0,865	0,650	0,652	0,642	0,715 (6,02)
10°	0,814	0,568	0,581	0,579	0,665 (4,97)
15°	0,738	0,497	0,530	0,515	0,602 (4,03)
20°	0,650	0,426	0,477	0,451	0,533 (3,28)
25°	0,558	0,364	0,396	0,387	0,464 (2,73)
30°	0,469	0,303	0,324	0,323	0,392 (2,29)
35°	0,383	0,238	0,267	0,260	0,322 (1,95)
40°	0,316	0,173	0,232	0,197	0,262 (1,71)
45°	0,253	0,126	0,197	0,145	0,212 (1,54)
50°	0,199	0,078	0,146	0,110	0,168 (1,40)
55°		0,044			0,126 (1,29)
60°		0,010			0,092 (1,20)
65°					0,065 (1,14)
70°					0,042 (1,09)

EXNER[1]) bei der Diskussion der DORNOschen Ergebnisse darauf hin, daß z Vermeidung von Mißverstandnissen zu beachten ist, daß für die Ableitung d bis dahin stets als positiv aufgefaßten, eine skalare Zahl darstellenden P.-Grö i_1 als die größere, i als die kleinere Komponente zu betrachten ist. Zwec möglichst raschen Vergleichs mit der größten Zahl der bisherigen Beobachtung wäre künftig jedenfalls auch die Angabe im RUBENSONschen Maß anzurat (wenn möglich, in beiden). Aus den im RUBENSONschen Maß angegeben Zahlen ist durchgängig eine angenähert lineare Abhängigkeit von P. von d Sonnenhöhe zu erkennen.

Die theoretische Kurve liegt in ihrer ganzen Erstreckung ziemlich w über den anderen. Die stärksten Schwankungen weist, offenbar wegen der geringen Beobachtungszahl, die GOCKELsche auf. Die JENSENsche verläuft i wesentlichen zwischen der DORNOschen und GOCKELschen Kurve. Von der Ho zontstellung der Sonne abgesehen übertreffen TICHANOWSKYS Zahlen sämtlic übrigen. Dieser fand in erster Annäherung für die Abhängigkeit der Zenitpola sation von der Sonnenhöhe h die Formel:

$$P = P_0(1 - \sin h) = 2P_0 \sin^2 (z/2),$$

wo z den Zenitabstand der Sonne bedeutet, während P und P_0 der Zenitpola sation bei dem jeweils in Frage kommenden h und $h = 0°$ entsprechen. — B merkenswert ist, daß die Kieler (JENSEN) Werte, von niedrigem h abgesehen, größ sind als die Davoser. Die im ganzen genommen geringen, im wesentlichen, wie scheint, durch den Grad der Lufteinheit bedingten Unterschiede stützen offe bar, im Gegensatz zu der von MC CONNEL und kürzlich auch wieder von CABANN geäußerten Ansicht, die von SCHLAGINTWEIT gemachte Voraussage, daß sich d Einfluß der Höhenlage auf das Polarisationsphänomen gering erweisen werde[2] Wenn man auch nicht ohne weiteres die eine Komponente auf Konto der (i Hochgebirge besonders starken) direkten Sonnen- und die andere auf Kon der Himmelsstrahlung setzen darf, ist das Ergebnis doch überraschend. — Ei besondere Bedeutung haben die Beobachtungen der Zenitpolarisation bei neg tiven Sonnenhöhen erlangt. JENSEN fand, daß die größten Werte nicht ein Sonnenhöhe von 0°, sondern einen solchen von gut —2° (genauer etwa —2,4 entsprechen, während man von vornherein erwarten mußte, daß das (eine

[1]) F. M. EXNER, Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 220—221. 1921, Met. Opt. S. 659 u. 660.

[2]) Siehe dazu A. GOCKEL, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 116—119. 1920, ferner J. J. TICH NOWSKY, ebenda Bd. 43, S. 365—366. 1926 und Phys. ZS. Bd. 28, S. 688. 1927.

Sonnenabstand von 90° entsprechende) P.-Maximum bei $h = -2°$ um gut 2° vom Zenit abgerückt ist. Unter besonderen Verhältnissen (Nachwirkung des Krakatau-Ausbruchs) hatte im Jahre 1885 E. C. PICKERING[1]) eine auffällige Vergrößerung der Zenitpolarisation nach Sonnenuntergang gefunden, eine so starke, daß dieselbe im Verlauf einer halben Stunde nahezu auf das Doppelte wuchs. Da die PICKERINGschen Werte vermutlich zum Teil etwas zu klein angegeben sind, sind in der Tabelle 19 einige der entsprechenden, nach dem Ausbruch des Mont Pelée von KIMBALL[2]) gefundenen Werte angegeben. GOCKEL gibt (fur jedenfalls nicht stark gestörte Zeiten) das Maximum bei $h = -2°$ an. Eingehender hat sich mit der Frage TICHANOWSKY[3]) beschaftigt. Tabelle 20 gibt die Durchschnittswerte der Zenitpolarisation von JENSEN und TICHANOWSKY bei negativen Sonnenhöhen.

Tabelle 19. Zeit nach Sonnenuntergang (Minuten).

Datum	0	10	20	30
1902				
11. Dezember	0,357	0,519	0,596	0,687
13. Dezember	0,399	0,539	0,662	0,692
31. Dezember	0,370	0,541	0,617	0,648
1903				
13. Januar	0,366	0,578	0,640	0,679
15. Januar	0,346	0,546	0,665	0,678

Tabelle 20.

Sonnenhöhe	JENSEN	TICHANOWSKY	Sonnenhöhe	JENSEN	TICHANOWSKY
0,0°	0,707	0,754	— 3,2°	0,716	0,771
— 0,2°	0,709	0,756	— 3,4°	0,715	0,771
— 0,4°	0,710	0,758	3,6°	0,715	0,771
— 0,6°	0,712	0,760	— 3,8°	0,714	0,771
— 0,8°	0,713	0,761	— 4,0°	0,714	0,770
— 1,0°	0,714	0,763	— 4,2°	0,712	0,769
— 1,2°	0,715	0,763	— 4,4°	0,711	0,768
— 1,4°	0,716	0,764	— 4,6°	0,710	0,765
— 1,6°	0,716	0,765	— 4,8°	0,709	0,764
— 1,8°	0,717	0,766	5,0°	0,707	0,761
— 2,0°	0,717	0,767	— 5,2°	0,706	
— 2,2°	0,717	0,767	— 5,4°	0,704	
— 2,4°	0,717	0,767	— 5,6°	0,702	
— 2,6°	0,717	0,768	5,8°	0,701	
2,8°	0,717	0,768	6,0°	0,700	
— 3,0°	0,717	0,770			

Das Maximum liegt bei TICHANOWSKY bei einer nahezu 1° tieferen Sonnenhöhe wie bei JENSEN. Bei Betrachtung von 5 verschiedenen Gruppen von Beobachtungsreihen findet man bei ihm außer dem erwähnten, hinsichtlich der Lage nahezu konstanten Maximum ein zweites, dessen Lage von P bei $h = 0°$ abhängt. —Wegen der geringen Änderungen im Sonnenabstande schlug GOCKEL Beobachtungen am Himmelspol vor. Weitere solche Messungen scheinen aber noch nicht vorzuliegen.

c) Die Verteilung der Polarisationsgröße über der Sonnenvertikal. Tabelle 21 gibt einen Überblick über diese Verteilung. In erster Linie bestimmend ist im allgemeinen der Sonnenabstand der einzelnen Punkte. HURION leitete die Formel ab:

$$P = \frac{m \cdot \cos^2\varphi - n \cdot \sin^2\varphi}{2 + (m \cdot \cos^2\varphi - n \cdot \sin^2\varphi)},$$

[1]) E. C. PICKERING, Proc. Amer. Acad. 1885, S. 300ff.

[2]) H. H. KIMBALL, Month. Weather Rev. Bd. 31, S. 232—233 u. 320—324. 1903 sowie Bd. 33, S. 100—101. 1905; s. auch Proceed. of the Third Convention of Weather Bur. Officials, Sept. 1904; Peoria u. Mount Weather Obs. Bd. 2, S. 65. 1910.

[3]) J. J. TICHANOWSKY, s. S. 111, Anm. 5 (s. aber auch DEIL, Met. ZS. 1927, S. 187).

schiedenen Tageszeiten entsprechenden Abweichungen von der aus al möglichen Tages- und Jahreszeiten gewonnenen Durchschnittskurve ziehung der Zenitpolarisation zur Sonnenhöhe gewann er den in Ta

Tabelle 23

Tageslauf im Jahre			Tageslauf im Jahre		
Mittelpunkte der halbstündigen Intervalle	Abweichungen von den Durchschnittswerten	Relatives Gewicht	Mittelpunkte der halbstündigen Intervalle	Abweichungen von den Durchschnittswerten	R C
10h30a	+ 0,003	218	2h30p	— 0,008	
11h 0,,	+ 0,004	220	3h 0,,	— 0,005	
11h30,,	+ 0,003	218	3h30,,	0,000	
12h 0,,	+ 0,001	211	4h 0,,	+ 0,004	
12h30p	— 0,002	202	4h30,,	+ 0,007	
1h 0,,	— 0,006	192	5h 0,,	+ 0,008	
1h30,,	— 0,009	183	5h30,,	+ 0,007	
2h 0,,	— 0,010	178			

wiedergegebenen, soweit irgend möglich, von der direkten Beziehung z gelösten täglichen Gang von P.

Wie bei den entsprechenden Messungen DORNOs fällt auch hier im durchschnitt das Minimum nach Mittag, allerdings später als in Davos. Juli stimmt die Zeit für beide Orte überein; im September rückt das Min Davos auf den Mittag. RUBENSON konnte die Zeit des Minimumeintritts angenähert bestimmen. Daß es um die Mittagszeit eintritt, hat sich abe wie aus den RUBENSONschen Messungen aus den entsprechenden (auch Pun maler Polarisation) BERNARDS[1]), CROVAS und HOUDAILLES[2]) sowie K ergeben. Wenn sich nun — ganz davon abgesehen, daß bei JENSENS Ku Sonnenaufgangs- bzw. Untergangswerte nicht vorhanden sind — ergibt, Differenz zwischen Maximum und Minimum bei BERNARD und RU (im Jahresdurchschnitt = 0,093) wesentlich größer ist als bei JENSEN, s beachten, daß es sich um eine ganz andere Größe handelt. Die direkte Be zur Sonnenhöhe, die sich 1. im Wechsel der Größe der zwischen anvisierte und Beobachter liegenden Luftmasse und 2. in der von der Sonnenhöhe abh wechselnden Beleuchtung des Erdbodens auswirkt, und die zu einer E von P bei kleinem und zu einer Erniedrigung bei großem h führt, war h ausgeschaltet. Wie sehr die Verteilung von P im Sonnenvertikal, von r logischen Einflüssen ganz abgesehen, von der Sonnenhöhe abhängt, wird s wenn man mit DORNO die Verteilung der Größe der i- und i_1-Kompon verschiedenem h graphisch darstellt. Man sieht vor allem, daß der Schn der 2 Komponenten (der Ba-Punkt) der Sonne im ganzen genommen näher rückt, je höher diese steht, woraus folgt, daß über diesem Punl Sonnenhimmel mit steigender Sonne zunimmt. Dagegen nimmt es be mendem h am Gegenhimmel stark ab. Um die Abhängigkeit de malen P.-Größe von dem täglichen Gang der Luftbeschaffenheit zu er müßte man — wie JENSEN für den Zenit — die in Frage kommenden W den den jeweiligen Sonnenhöhen entsprechenden Durchschnittswerten re Verfolgt man die einzelnen Tageskurven genau, so lassen sich natür dem Vergleich der dem nämlichen h zukommenden Werte Schlüss angegebenen Richtung ziehen, und so ist auch der rein meteorologische

[1]) F. BERNARD, C. R. Bd. 39, S. 775—779. 1854.
[2]) A. CROVA u. FR. HOUDAILLE, C. R. Bd. 108, S. 35—39. 1889; Ann. ch Bd. 21, S. 188—205. 1890.

um und nach Mittag von CROVA und HOUDAILLE klar erkannt worden. Die starke Einwirkung der Beleuchtung des Erdbodens (vor allem Schnee) auf die 90° von der Sonne im Sonnenvertikal liegenden Punkte wurde von CONNEL[1]) bemerkt und von KIMBALL[2]) bei Diskussion der verschiedenen Sekanten (1 bis 6) des Zenitabstandes der Sonne zukommenden P eingehend berücksichtigt. — Für die Ableitung des Tagesganges der Verteilung der Polarisationsgröße über den Sonnenvertikal reichte DORNOS Material nicht aus.

Der Vergleich der Monats- mit dem Gesamtmittel ergab für den Kieler Zenit für April, Mai, Juli, August und September die Differenzen +0,011, +0,010, +0,007, —0,021 und —0,003, woraus JENSEN trotz verschiedenen Zahlengewichts schließen durfte, daß P dort im Sommer besonders gering ist. Bei der harmonischen Analyse der von BUSCH und JENSEN aus dem Material von TORTOSA berechneten und von ihm auf Grund der RUBENSONschen (allerdings für Süditalien geltenden) Messungen von der direkten Beziehung zur Sonnenhöhe befreiten P-Werte fand STEENQUIST[3]) außer einem ausgeprägten Minimum gegen Juli zwei ziemlich stark ausgeprägte Maxima um die Zeit des Frühlings und Herbstes. Diese versuchte er — ähnlich wie ARRHENIUS und EKHOLM die jährliche Doppelperiode der Polarlichthäufigkeit — durch die verschiedene Lage der Erde zum Sonnenäquator und die Lage der Sonnenflecken zu erklären. Wir kommen darauf zurück. — In eingehendster Weise wurde der Einfluß der Jahreszeit auf P von DORNO untersucht, unter Berücksichtigung der i- und i_1-Komponente ($P = i_1/i$). Durch diese Betrachtungsweise ergeben sich vielfach mit überraschender Leichtigkeit die wahrscheinlichen Ursachen. So sieht man, daß in Davos die Minima der Zenitpolarisation des Sommer- und des stark durchlässigen Frühjahrshimmels zwei grundverschiedene Ursachen haben. Letzteres ist durch die kleinen i_1-Werte, ersteres durch die großen i- und i_1-Werte bedingt, ersteres also offenbar hervorgerufen durch verhältnismäßig viele große Kondensationsprodukte des Wasserdampfes (fremdes, neutrales Licht). Verfügt man nicht über genügend zahlreiche Beobachtungen zur Reduktion auf die nämliche Sonnenhöhe und will man den Einfluß der wechselnden atmosphärischen Beschaffenheit auf das Phänomen kennenlernen, so genügt auch die Verfolgung des Zenitpunktes nicht. Dies geht klar aus der DORNOschen Arbeit hervor. Man hat zu bedenken, daß bei wachsendem h dieser Punkt mehr und mehr aus der Gegenregion in die sich zur letzteren invers verhaltenden Sonnenregion gelangt, und daß das optische Verhalten dieser Gebiete stark von dem mit der Jahreszeit wechselnden Reinheitsgrad der Atmosphäre abhängt. Hat man es z. B. mit dem besonders reinen Frühjahrshimmel zu tun, so ist zu beachten, daß die verminderte Diffusion in der Sonnenumgebung besonders die i-Komponente herabsetzt (steigende Polarisation), und daß umgekehrt bei der infolge der größeren Transparenz stärker ausgedehnten Gegenregion die entsprechend geringer Extinktion verhältnismäßig starke vielfache Diffusion die nämliche Komponente vergrößert. Bedingend für die Abgrenzung der beiden Gebiete sind ja die Lagen der Helligkeitsminima. Die Verteilung der P.-Größe überhaupt ist wesentlich bedingt durch die — sowohl beim nämlichen als auch bei wechselndem h — verschieden große Amplitude der die Größe der i- und i_1-Komponente in verschiedenem Sonnenabstand angebenden Kurven.

Einen starken Einfluß auf die P können auch allgemeine atmosphärische Trübungen ausüben. Dabei kommen vor allem die Wirkungen von Vulkanausbrüchen in Frage; aber auch an einer engeren Beziehung zur Sonnentätig-

---

[1]) JAMES C. MC CONNEL, Phil. Mag. (5) Bd. 27, S. 81—104. 1889; s. auch FR. ZANTEDESCHI, Raccolta fis. chim. ital. Bd. 1, H. 10. 1846.

[2]) H. H. KIMBALL, l. c. bei Anm. 1 zu S. 114.

[3]) D. STEENQUIST, Anm. 5 auf S. 109.

Tabelle 24.

Monat	1903	1904	1905	Monat	1903	1904
Januar. . .	0,518	0,541	0,599	Juli . . .	0,475	0,618
Februar . .	0,518	0,516	0,556	August . .	--	—
März . . .	0,474	0,532	0,611	September .	0,546	0,597
April . . .	—	0,530	—	Oktober .	0,546	0,647
Mai . . .	0,434	0,547	—	November	0,576	—
Juni . .	0,376	0,589	—	Dezember	0,526	0,629

keit kann heute kaum mehr gezweifelt werden. Ferner ist auf die Mög
eines Einflusses des Einbruchs kosmischer Materie in die Atmosphäre hinzu
wobei vor allem an die Erscheinungen im Sommer 1908 gedacht ist (s.
— Für die Wirkung von Vulkanausbrüchen sprachen schon Messung
CORNU[1]) und PICKERING, was auch von ersterem klar erkannt wurde.
von 0,75 im Punkte maximaler Polarisation vorm Krakatauausbruch entsp
1884 solche von etwa 0,48. Systematische Messungen — die wir (in Wash
und an verschiedenen anderen Orten Nordamerikas) KIMBALL[2]) verdan
begannen erst nach dem Ausbruch der westindischen Vulkane im Jahr
Tabelle 24 gibt die größten innerhalb der einzelnen Monate für den S
abstand von 90° im Sonnenvertikal in Ascheville bzw. auf dem Black Mo
gefundenen Werte. Zur genauen Beurteilung der Zahlen müßten Be
tungsort und Tageszeit angegeben sein; es springt aber auch so d
genug die im Jahre 1904 beginnende Zunahme in die Augen. Für 1
1908 kommen, von KIMBALL abgesehen, wohl nur die von BUSCH und
für Tortosa berechneten Werte in Frage. Ein Blick auf die Kurven der
1906 bis 1909 inkl. zeigt deutlichst die verhältnismäßig kleinen We
1906 und 1908 und vor allem für 1907[3]). Es liegt nahe, die von M.
für Heidelberg und von BUSCH[5]) für Arnsberg (durch die neutralen Pun
in Zukunft öfter einfach als n.P. bezeichnet —) nachgewiesene Trübu
Jahre 1906 und 1907 auch für den Rückgang von P in Tortosa verantw
zu machen. Die Störung 1906 ist offenbar völlig, die von 1907 wohl zu
auf die Vesuvausbrüche in diesen Jahren zurückzuführen. Die Polaris
störung von 1906 ist in Amerika nicht zu erkennen, wohl aber die wes
größere von 1907. Da nun der Ausbruch von 1907 nicht annähernd
deutung desjenigen von 1906 hatte, lag es nahe, für 1907 eine allgemein
sache (auch an Sonnentätigkeit gedacht) zu suchen. Erst viel später
sie in einem unbekannt gebliebenen starken Ausbruch des Ksudatch erk
— Im Jahre 1908 ist wohl mit einer Nachwirkung genannter Ausbrüche z
nen; hinzu kam offenbar die Wirkung fein verteilter kosmischer Materie, di
Anschein nach in hohe Atmosphärenschichten eindrang und am 30. Juni
1908 innerhalb eines großen Gebiets von Nordeuropa die glänzenden
erscheinungen des Abend- und Nachthimmels hervorrief. Über den Einf
Katmaiausbruchs (Juni 1912) auf das P. sind wir durch die Beobachtungen I
und KIMBALLS recht gut unterrichtet[7]). Beim Zenit in Davos erkennt ma

[1]) A. CORNU, C. R. Bd. 99, S. 488—493. 1884; Journ. de phys. (2) Bd. 4, S. 57—
[2]) H. H. KIMBALL, s. vor allem Bull. of the Mount Weather Obs. Bd. 3, Tl.
bis 126, vor allem ab S. 110, weiter s. Anm. 2 auf S. 113.
[3]) FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 417.
[4]) M. WOLF, Vierteljschr. d. Astr. Ges. 1907, S. 162.
[5]) FR. BUSCH, Meteorol. ZS. Bd. 25, S. 412—414. 1908.
[6]) E. HULTÉN, Medd. fr. Stockholms Hoegskol. Min. Inst. 1924, Nr. 48.
[7]) C. DORNO, l. c. 1919; H. H. KIMBALL, s. Bull. Mount Weather Obs. Bd. 5, S
1912 u. Bd. 5, S. 295—312. 1913 (s. auch Bd. 3, S. 114. 1911) und allgemein sei
laufenden Ber. im Mounth. Weather Rev.

hier, daß die Trübung nur bei kleinen Sonnenhöhen vermindernd wirkt, bei größerem h dagegen P vergrößert. Das allmähliche Abflauen der Störung ist aus den Werten 0,530; 0,548 und 0,740 zu ersehen, die für $h = 0°$ und für die Abschnitte Dezember/Februar (des folgenden Jahres) für 1912, 1913 und 1914 gelten. Bedeutsam für die künftige Beurteilung des atmosphärischen Reinheitsgrades ist DORNOS Ergebnis, daß vor allem im August und September 1913 der Punkt maximaler Polarisation trotz durch sonstige Messungen angezeigter stärkerer Trübung jedenfalls nahezu normale Verhältnisse anzeigt, was DORNO durch die Schwächung der i- und i_1-Komponente im nämlichen Verhältnis erklärt und wodurch auch ein früheres Ergebnis JENSENS verständlich werden könnte[1]). Für den Einfluß gesteigerter Sonnentätigkeit auf P konnte er mit Sicherheit nur Material vom völlig wolkenlosen und meteorologisch ungetrübten Himmel des 25. August 1916 beibringen, wo er für eine mittlere Sonnenhöhe von 54° entsprechend der veränderten Helligkeitsverteilung und der für das Tagesmittel um 6,2% herabgedrückten Intensität der Sonnenstrahlung eine auf der Sonnenseite kaum veränderte, dagegen auf der Gegenseite stark verminderte Pol.-Größe fand. Zu erinnern wäre hier daran, daß BUSCH und JENSEN nach eingehender Analyse der von HURION[2]) (auch im Punkte maximal. Polar.) gefundenen P.-Werte zum Ergebnis kamen, daß in den ersten neunziger Jahren des verflossenen Jahrhunderts in Clermont ein die P.-Größe herabdrückendes Moment vorlag, ohne daß es gelungen wäre, bedeutende Vulkanausbrüche nachzuweisen. Allerdings stellten sich gegen Ende 1893, obgleich die Sonnentätigkeit noch stark war, normale Werte ein.

In nahe Beziehung zueinander treten die KIMBALLschen und die BOUTARICschen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Pol.-Werte von den atmosphärischen Transparenzverhältnissen. Beide verbanden Pyrheliometer- und Psychrometermessungen mit Bestimmungen der Pol.-Größe im Punkte maximaler Polarisation. KIMBALL[3]) war zunächst wesentlich um die Erkenntnis des von der Verschiedenheit der Schichtdicke herrührenden Faktors bemüht. Die erwartete einfache Beziehung zu der dem anvisierten Punkt zukommenden Schichtdicke fand er zwar nicht. Dagegen gelangte er unter der Annahme, daß die Atmosphäre aus einer unendlichen Zahl konzentrischer Luftschichten besteht, und daß P in den verschiedenen Schichten, entsprechend der Zunahme der Zahl großerer Teilchen zur Erde hin, mit der Höhe der anvisierten Stelle wächst, zu einem Ausdruck, in dem die Sekante des Zenitabstandes der Sonne als Variable vorkommt. Eine Beziehung zur absoluten Feuchtigkeit fand er nicht. Wesentlich war das Ergebnis, daß P, wenn auch nicht nach einfachem Gesetz, mit zunehmender Trübung abnimmt, und daß auf Pol.-Messungen beruhende Bestimmungen der atmosphärischen Transparenz mindestens ebenso verläßliche Resultate ergäben wie pyrheliometrische und psychrometrische Messungen. — Zu ähnlichen, außerordentlich klaren Ergebnissen gelangte, unabhängig von KIMBALL, später BOUTARIC[4]) in dem an sich offenbar sehr günstig gelegenen Montpellier. Die Messungen fielen allerdings wesentlich in die Zeit der Katmaitrübung. Um den Vergleich der für die nämliche Luftmasse geltenden, in verschiedenen Jahreszeiten liegenden Werte durchführen zu können, wurden die Strahlungswerte auf die gleiche Entfernung Erde—Sonne reduziert. Es ergab sich, daß bei nicht zu verschiedenem Wasserdampfgehalt im allgemeinen Intensität der Sonnenstrahlung (I) und P einander parallel gehen, so gedacht, daß gleichem I ein gleiches P entsprechen würde. Wenn für

[1]) FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 404—407.
[2]) A. HURION, s. Anm. 2 auf S. 106.
[3]) H. H. KIMBALL, s. Anm. 2 auf S. 118.
[4]) A. BOUTARIC, s. Anm. 3 auf S. 109.

zeitlich weit voneinander abliegende Tage gleichem P ein anderes I entsprac so lag die Erklärung meist in der Verschiedenheit der absoluten Feuchtigkei so gedacht, daß die im unsichtbaren Spektrum liegende selektive Wasserdamp absorption wohl das I, aber nicht das P beeinflusse. Sehr wichtig ist das Ergel nis, daß die atmosphärische Absorption in ganz wesentlicher Weise durch d Lichtdiffusion bedingt ist. — Vor kurzem hat nun KALITIN pyrheliometrisch und polarimetrische (wie bei BOUTARIC und KIMBALL, im Punkt maximal Polar.) Messungen mit Bestimmungen der Intensität des diffusen Himmel lichtes und mit solchen der Ausstrahlung in den Raum verknüpft[1]). Sie wurden m Hilfe des Schachbrettaktinometers von SAWINOF ausgeführt. In einer graphische Darstellung, die mit Ausnahme der Ausstrahlungswerte in Abb. 4 gebrach

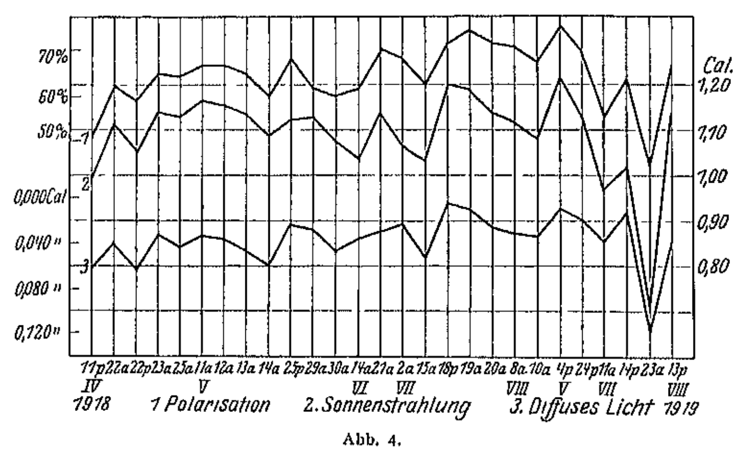


Abb. 4.

wird, ist für das diffuse Licht wegen der Gegensätzlichkeit zu Polarisation un Sonnenstrahlung die umgekehrte Darstellung angewandt worden. Nunmehr zeig sich eine auffällige Parallelität zwischen den drei Kurven. Für den Korrelations koeffizienten für I und P fand KALITIN den Wert $+0,82$, mit einem wahrschein lichen Fehler von $\pm 0,03$. Daß die Kurve der diffusen Strahlung Änderungen in de Durchsichtigkeit besser charakterisiert als die der Ausstrahlung, die, von Verun reinigungen abgesehen, auch durch andere Faktoren, z. B. die Temperatur, stärke beeinflußt wird, ist verständlich. Auffallend ist, daß letztere überhaupt eine s starke Parallelität zu den andern Kurven zeigt. BOUTARIC fand durchaus kein Beziehung zwischen P kurz vor und nach Sonnenuntergang und der gleichzeitig gemessenen Ausstrahlung. — Hier ist auch der Pol.-Große zur Zeit von Sonnen Finsternissen zu gedenken. JENSEN[2]) konnte beim Vergleich mit dem nachfol genden Tage gelegentlich der Finsternis vom 17. April 1912 nicht den geringsten Einfluß feststellen, wobei allerdings die ungünstige Mittagszeit (Gefahr große Schwankungen) zu bedenken ist. STEENQUIST[3]) fand dagegen am 8. April 1921 in Vilhelmina (Finnland) einen deutlichen Einfluß (zur Zeit d. Max. in 90° Sonnenab stand 0,380, vor- und nachher 0,412), und die entsprechenden Messungen KART SCHAGUINS[4]) in Moskau machten jedenfalls eine Verringerung der P.-Werte durc die Sonnenfinsternis wahrscheinlich (Himmel nicht wolkenfrei). Die wirksame Faktoren sind hier offenbar Kondensationsprodukte des Wasserdampfes, wi

[1]) N. N. KALITIN, s. Anm. 7 auf S. 109.
[2]) CHR. JENSEN, Himmelswelt S. 177ff. 1925.
[3]) D. STEENQUIST, Tekn. Medd. fr. Kungl. Telegr. Nr. 5—6, S. 39—41. 1921.
[4]) M. V. KARTSCHAGUIN, s. Anm. 8 auf S. 109.

denn auch — ganz abgesehen von der natürlich äußerst wichtigen Veränderung von S/d im Sinne EXNERS[1]) — alle mit dem Kondensationsproblem zusammenhangenden Fragen von einschneidender Bedeutung für die Polarisationsverhältnisse sind. Hier kommt auch die Abhangigkeit atmosphärischer Trubungen von der Wetterlage in Frage [s. MYRBACH[2]), GOCKEL[3]), MARTEN[4]), SÜRING[5]) u. a.]. Auf die Bedeutung der Verfolgung von P für die Wetterprognose wies zuerst vor allem CORNU[6]) hin; weiter sind hier zu nennen BUSCH, BELL, DORNO, EREDIA[7]), JENSEN, SCHULTZ[8]) und SÜRING, indem JENSEN auch die Frage einer etwaigen Bedeutung der Verfolgung der Pol.-Phänomene für die langfristige Prognose (Schaffung von Kondensationskernen durch Fremdpartikel) ins Auge faßte[9]). Gegen die Richtigkeit einer derartigen Auffassung scheint allerdings zunächst die geringe, von WIGAND am 5. Januar 1913 bei Höhen bis zu 6950 m gefundene Kernzahl zu sprechen[10]). — Mehr wie bisher wird man in Zukunft auch auf die sog. optische Trübung (Schlierenbildung) der Atmosphäre (s. v. HANNS Lehrb. d. Met. 1926, S. 15 u. ab 18) Rücksicht nehmen müssen, deren Bedeutung für die atmosphärische Polarisation von KIMBALL[11]) betont wurde. Ob und wieweit sich der in Beziehung zum LINKEschen Trübungsfaktor Ts (s. S. 71) gesetzte, von MILCH[12]) definierte, fur einen Sonnenabstand von 90° geltende „Depolarisationsfaktor" D in Zukunft für die quantitative Erfassung der trübenden Faktoren eignen wird, bleibt abzuwarten, wenn auch die erste Anwendung auf die Wetterprognose sowie auf Davoser Messungen ein befriedigendes Ergebnis brachte, wobei besonders die prinzipielle Übereinstimmung der von DORNO beobachteten und der berechneten P-Werte (bei konstantem D) hinsichtlich der raschen Änderung bei geringen und der langsamen bei großen Sonnenhöhen zu beachten ist. Es ergibt sich, wenn P durch das Verhältnis vom polarisierten zum Gesamtanteil des Lichtes definiert wird, das D zu

$$\left(\frac{1}{P-1}\right)\cdot\frac{f(0,1)}{f(h,T_s)},$$

wo durch $f(h,T_s)$ die Abhängigkeit von der Sonnenhöhe und vom Trübungsfaktor angedeutet ist, wobei $f(0,1)$ diese Funktion für $h=0°$ und $T_s=1$ (d. h. völlig reine Luft) bedeutet. Bedenklich erscheint aber, ganz abgesehen davon, daß MILCH die vereinfachende Annahme macht, daß die größeren Teilchen nur neutrales Licht reflektieren, die völlige Vernachlässigung der sekundären Diffusion, die nach MILCH für $h=10°$ einen Fehler von nur 4% und bei steigender Sonne einen noch geringeren bewirken würde.

f) Die Polarisationsgröße in verschiedenen Spektralbezirken. Die Unstimmigkeiten der Ergebnisse verschiedener Beobachter dürften wesentlich auf die verschiedene Sonnendistanz des anvisierten Punktes und auf ungenügende Kenntnis bzw. Charakterisierung des jeweiligen atmosphärischen Zustandes

---

1) F. M. EXNER, s. S. 80.
2) O. MYRBACH, Wiener Ber. Bd. 119, IIa März 1910; Meteorol. ZS. Bd. 39, S. 61 bis 62. 1922.
3) A. GOCKEL, Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 78—82. 1921; Bd. 40, S. 129—138. 1923.
4) W. MARTEN, Veröffentl. d. Kgl. preuß. Met. Inst. 1914, Nr. 279.
5) R. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 325—346. 1924.
6) A. CORNU, Proc. Amer. Acad. Bd. 43, S. 407—412. 1907/08.
7) Siehe darüber L. PALAZZO, Berichte über die Versammlungen d. Intern. Met. Komit. usw. S. 51—53. Berlin: Behrend & Cie. 1910.
8) L. G. SCHULTZ, Proc. Sec. Conv. of Weath. Bur. Offic. Washington 1902, S. 28-31.
9) CHR. JENSEN, Das Wetter (Aßmannheft). 13. April 1915.
10) A. WIGAND, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 249—250. 1913.
11) H. H. KIMBALL, Journ. Frankl. Inst. April 1911.
12) W. MILCH, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 109—117. 1924/25.

zurückzuführen sein. Dabei ist an den ausgeprägten, von DORNO[1]) konstatierten Jahresgang zu erinnern. Die Beanstandung der Filtermethode (zu große Breite des durchgelassenen Spektralbezirks) durch KALITIN[2]) ist sicherlich nicht anwendbar auf die Benutzung von Wrattenfiltern (DORNO), und es ist zu beachten, daß KALITIN trotzdem so großen Wert auf die gute Übereinstimmung der eigenen (mittels Filter und auch mittels spektral zerlegten Lichtes gefundenen) mit den früher von PILTSCHIKOFF[3]) mit Hilfe von Filtern gewonnenen Ergebnissen legt.

Aus dem Gros der bisherigen Messungen geht jedenfalls hervor [s. DORNO und GOCKEL[4])], daß in Sonnennähe — nach DORNO jedenfalls bis zu 30 bis 40° Abstand — das P für größere λ dasjenige für kleinere zu überragen pflegt. Dasselbe scheint im wesentlichen bei starker Lufttrübung auch für die Maximalpolarisation zu gelten (DORNO, GOCKEL, PERNTER[5])]. Unaufgeklärte Ausnahmen bilden die von CORNU[6]) bei der Krakataütrübung (1884), die von PILTSCHIKOFF und die von KALITIN bei staubiger bzw. dunstiger Luft gefundenen Zahlen, ebenso die, welche HURION[7]) 1892 und 1893 bei an sich geringem P fand (geringe Differenzen Rot-Blau, zum Teil auch hier umgekehrt). Bei heiterem Himmel ist in 90° Sonnenabstand nach DORNO $Pg > Pr$(gr = Grün, r = Rot, g = Gelb, b = Blau). Nach GOCKEL sind bei reinster Atmosphäre die Differenzen zu gering, um genügend sicher zu sein [dies von TICHANOWSKY[8]) beanstandet]; bei Abnahme der Sichtigkeit wäre P größer für kurze als für lange λ, und erst bei starker Dunstschicht käme die Umkehr in Frage. PERNTER fand für heiteren Himmel (auch in 90° Sonnenabstand) $Pgr > Pb > Pr$, KARTSCHAGUIN $Pb > Pg$, aber merkwürdigerweise Pb kleiner als P im unzerlegten Lichte. Nach TICHANOWSKY ist dann $Pr > Pg > Pb$; bei Abnahme der Luftreinheit rückte das Maximum ins Grün (ob hier ähnliche Verhältnisse wie bei PERNTER?), bei weiterer ins Blau. Bei starker Trübung scheint es sich auch nach ihm ins Rot zu verschieben. KALITIN fand verschiedene Verteilungen; vorherrschend war jedoch $Pr > Pgr > Pb$. Wohl zu beachten ist bei der Beurteilung der verschiedenen Ergebnisse, daß im Gegensatze zu den übrigen genannten Beobachtungen die Messungen von KALITIN und ganz besonders die von TICHANOWSKY in verschiedenen Gegenden ausgeführt wurden, so daß möglicherweise Bodenbeschaffenheit und klimatische Verschiedenheiten, in allererster Linie aber offenbar letztere einen ganz verschiedenen Einfluß ausüben konnten (s. auch S. 135). — Die ebenfalls in verschiedensten Gegenden der Erde ausgeführten Messungen von NICHOLS[9]) beziehen sich auf den Zenit. Die Farbenabhängigkeit zeigte eine auffällig große Mannigfaltigkeit. Wenn auch die von ihm gefundenen Verhältnisse großenteils noch einer befriedigenden Erklärung harren, so sind doch diese Messungen besonders wertvoll, weil sie mit solchen der spektralen Helligkeitsverteilung kombiniert wurden. — Bemerkenswert sind noch folgende Ergebnisse KALITINS: I. Bei Abnahme der Lufttransparenz ist eine stärkere Tendenz zum Fallen der P-Werte zu konstatieren, wenn man von kurzen zu langen Wellen übergeht. II. Beim Steigen der Sonne ist die Verminderung von

[1]) C. DORNO, l. c. S. 117—125. Berlin: Behrend & Co. 1919, Phys. der Sonnen- und Himmelsstrahlung. S. 82. Braunschweig 1919; Meteorol. ZS. Bd. 35, S. 124. 1919.

[2]) N. N. KALITIN, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 132ff. 1926; s. auch Geophys. Samml. Bd. 4, 2. Lieferung.

[3]) N. PILTSCHIKOFF, C. R. Bd. 115, S. 555—558. 1892.

[4]) A. GOCKEL, Ann. d. Phys. Bd. 62, S. 283ff. 1920.

[5]) J. M. PERNTER, Wiener Denkschr. Bd. 73, S. 301—328. 1901.

[6]) A. CORNU, C. R. Bd. 99, S. 488ff. 1884.

[7]) A. HURION, Ann. chim. phys. Bd. 7, S. 456ff. 1896.

[8]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 288ff. 1926.

[9]) E. L. NICHOLS, Phys. Rev. Bd. 26, S. 497ff. 1908.

P am meisten ausgeprägt für die weniger brechbaren Strahlen (entsprechend bei PILTSCHIKOFF). Ergebnis II ist in gutei Übereinstimmung mit I, wenn man bedenkt, daß bei zunehmendem h der beobachtete Punkt sich nicht nur dem unreineren Horizont nähert, sondern daß auch die Sichtigkeit an sich die Tendenz hat, mit zunehmender Sonnenhöhe zu sinken.

13. Die neutralen Punkte. a) Allgemeine Bemerkungen. Am leichtesten beobachtbar ist der untei normalen Verhältnissen um Sonnenuntergang etwa 17 bis 18° über der Gegensonne liegende ARAGOsche Punkt (A-Punkt), schwieriger schon um die nämliche Zeit der in etwas kleinerem Winkelabstand von der Sonne befindliche BABINETsche Punkt (Ba-Punkt). Mit vereinzelten Ausnahmen [CHASE[1])] ist der unter der Sonne liegende BREWSTERsche Punkt (Br-Punkt), der überhaupt erst erscheinen kann, wenn h mindestens $= 10$ bis $11°$ ist, am schwersten beobachtbar. Nach den von BUSCH, DEMBER und DORNO bestätigten Messungen JENSENS[2]) wächst der Abstand des A-Punktes normaliter umgekehrt mit der Wellenlänge, ebenso nach den durch DEMBER bestätigten BUSCHschen Messungen[3]) der Ba-Abstand, wogegen sich nach DEMBER und UIBE[4]) das Verhältnis für den Br-Abstand umkehrt. Letztere fanden im März, April und September 1916 auf Teneriffa einen von der Luftbeschaffenheit stark abhängigen neutralen Punkt mit einem mittleren Sonnenabstand von 25,5°. Abb. 5 zeigt nach Messungen in Ilmenau[5]) für eine Sonnenhöhe von etwa 20° den B- und Br-Punkt sowie den A-Punkt in Abständen von der Sonne bzw. der Gegensonne von etwa 12, 14 und 24°. Entsprechend der von BUSCH aus den eigenen und den KLÖDENschen Messungen gefundenen Beziehung kann man für den A-Punkt unter normalen Umständen als Regel annehmen, daß sein Abstand einige Zeit vor Sonnenuntergang abzunehmen beginnt, um kurz nach Untergang ein Minimum zu erreichen und sodann zuzunehmen[6]). Die sich aus den von BREWSTER 1841 und 1842 in St. Andrews, an der See, angestellten Messungen ergebenden Abweichungen hiervon bedurfen der Aufklärung. Die genauere Ermittelung der Sonnenhöhe, bei welcher der Abstieg der Kurve unter verschiedenen Verhältnissen beginnt, steht noch aus. GENZ[7]) fand bei seinen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Höhe des A-Punktes von der Helligkeit des Himmelsgewölbes (1911) das Maximum meist zwischen $h = 11°$ und $h = 13°$ liegend. Hinsichtlich des Ba-Punktes stellte BUSCH[8]) und hernach SACK[9]) fest, daß er sich allmählich von der zum Horizont sinkenden Sonne entfernt, um sich ihr hernach zu nähern. JENSEN stellte einwandfrei fest, daß jedenfalls bei größeren Sonnen-

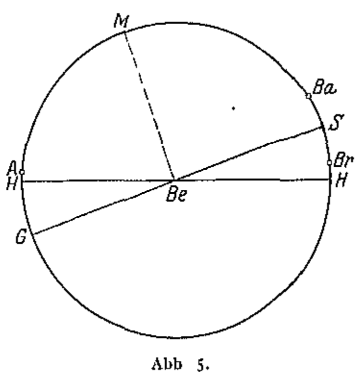


Abb 5.

[1]) P. E. CHASE, Phil Mag Bd. 32, S 79–80. 1866; Proc. Amer. Phil Soc. Bd. 10, S. 5. 1866; Phil Mag Bd. 32, S 156–157 1866; Proc Amer. Phil. Soc. Bd. 10 (vom Februar) Phil Mag Bd. 34, S. 325 1867, Sill. Journ. (Juli 1867).

[2]) FR BUSCH u CHR JENSEN, l. c S 251 u. 252; CHR. JENSEN: Mitt d. Ver. v Fr. d Astr. u kosm. Phys Bd. 22, S. 208. 1912; Meteorol ZS. Bd. 30, S. 81ff. 1913, Jahrb. Hamb. Wiss Anst Bd 32, 3. Beiheft, S. 63–80 1916.

[3]) FR BUSCH, Meteorol ZS. Bd. 30, S 329ff. 1913.

[4]) H. DEMBER u. M. UIBE, s. Anm. 10 auf S. 77

[5]) Noch nicht veröffentlicht (Beobachtungen von F. SCHWAB).

[6]) FR BUSCH, Meteorol ZS. Bd. 3, S. 532ff. 1886 u Bd. 5. 1889, Beil z. Progr. d. Gymnas. Arnsberg 1890.

[7]) E GENZ, Dissert Kiel 1913

[8]) FR. BUSCH, Meteorol. ZS Bd. 22, S. 248–254. 1905.

[9]) G. SACK, Meteorol ZS Bd. 21, S 105–112. 1904.

tiefen ein erneutes Steigen eintritt, so daß das erste Maximum nur als ein sekundäres zu betrachten ist. Auch SÜRING[1]) fand, daß in Potsdam in der Regel um die Zeit des Sonnenunterganges nur ein sekundäres Maximum erreicht wird. Zwischen dem Winter 1910/11 und 1911/12 fehlte es völlig. Dasselbe scheint für die von PLASSMANN[2]) im Jahre 1910 und 1911 ausgeführten Messungen zu gelten. SACK fand bei seinen zwischen Oktober 1902 und September 1903 in Lübeck durchgeführten Messungen, daß hinsichtlich des Bewegungssinnes in bezug auf Sonne und Gegensonne mutatis mutandis für beide Punkte die Verhältnisse morgens und abends die nämlichen sind. Nachdem BUSCH erkannt hatte, daß dem Sinken des A-Abstandes ein Steigen voraufgeht, wies er, wenn auch das letzte Anwachsen des Ba-Abstandes noch zweifelhaft war, deutlich darauf hin, daß es sich offenbar bei beiden Punkten um eine völlige Übereinstimmung hinsichtlich der Richtung der Bewegung in bezug auf die Sonne und die Gegensonne und nur um eine Phasenverschiebung handle[3]). — Über den Br-Punkt liegen bisher verhältnismäßig wenig Messungen vor, so von BUSCH, CHASE[4]), CORNU[5]), DEMBER und UIBE, DORNO, PLATANIA[6]), F. SCHWAB sowie J. L. und CHR. SORET[7]) (ganz neuerdings von C. VOIGTS in Lübeck). Seine Verfolgung scheint im allgemeinen günstiger zu werden mit der Erhebung des Beobachters über das Meeresniveau. Gegen die hieraus etwa zu ziehende Schlußfolgerung, daß größere Luftreinheit die Beobachtung erleichtert, scheint — wenn man nicht etwa zwischen Verunreinigungen in höheren und in tieferen Luftschichten unterscheiden muß — wiederum der Umstand zu sprechen, daß Zeiten allgemeiner atmosphärischer Trübungen dieselbe offenbar begünstigt. Wenn DORNO[8]) im Hinblick auf die Nichtsichtbarkeit des Punktes in Muottas-Muraigl an dem eine außergewöhnlich große Lufttransparenz aufweisenden 24. Januar 1924 meint, hierin möglicherweise eine Andeutung dafür erblicken zu dürfen, daß die Entstehung der n. P. — vom Einfluß der Reflexion an der hellen Erdoberfläche auf das Phänomen wollen wir ganz absehen — das Vorhandensein von Fremdkörpern in der sonst reinen Gasatmosphäre benötige (s. dazu BUSCH und JENSEN l. c. S. 118, Abs. 2), so stehen dem scheinbar die Aussagen von BUSCH und CHASE gegenüber, nach welchen der Br-Punkt nur bei sehr klarer Luft (wie es scheint, hier wesentlich die tieferen Luftschichten in Frage kommend) zu beobachten ist. Möglicherweise spielt hier der etwa von der Luftbeschaffenheit abhängige Sonnenabstand die entscheidende Rolle, zum Teil vielleicht sogar in dem Sinne, daß das Erscheinen des Punktes am Himmel rein geometrisch ausgeschlossen ist. Merkwürdigerweise soll allerdings nach DEMBER und UIBE der Br-Abstand auf Teneriffa von der Luftbeschaffenheit (und auch von der Sonnenhöhe) unabhängig sein. Aus den Messungen BUSCHS [s. u. a. BUSCH und JENSEN[9])] und noch mehr aus denen DORNOS[10]) ist allerdings zu entnehmen, daß die Abstände jedenfalls zu Zeiten starker allgemeiner Trübungen besonders groß sind (für eine Sonnenhöhe

---

[1]) R. SÜRING, Veröff. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr 240, S. XIff. 1911; Meteorol ZS. Bd. 28, S. 121—123. 1911.

[2]) J. PLASSMANN, Wiss. Beil. z. Progr. d. Gymnas z. Münster 1912, S. 44 (Ref. BUSCH, Meteorol. ZS 1912, S 347—349).

[3]) FR BUSCH, Das Weltall. S. 37—41, 55—62 u. 77—80. 1905 (besonders letztere).

[4]) P. E CHASE, s. Anm. 1 auf S. 123.

[5]) A. CORNU, s. Anm. 6 auf S 51.

[6]) G. PLATANIA, Reale Accad. Naz. dei Lincei Bd. 14, S. 26 1923.

[7]) J. L. u. CHR. SORET, Arch sc phys. et nat., Jan. 1889 u. C. R. Bd. 107, S. 621 bis 622. 1888.

[8]) C. DORNO, Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl, S. 100. Braunschweig: Vieweg & Sohn 1927

[9]) FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 234.

[10]) C. DORNO, l c. 1919, Tab. 48b.

von 45° etwa zwischen 24 und 27° statt 10 bis 12°). Aus den Messungen beider Beobachter sowie aus sonstigen noch nicht veröffentlichten Beobachtungen ist weiter klar zu entnehmen, daß eine starke Tendenz der Abstandsverringerung mit steigender Sonnenhöhe besteht (für Normalzeiten der Minimalwert bei $h = 55°$ etwa 8°, bei $h = 20°$ etwa 14°). Soweit das dürftige Material Schlußfolgerungen zuläßt, scheinen die Br-Abstände im allgemeinen die Ba-Abstände um einiges zu übertragen. Da nun die von verschiedenen Beobachtern gewonnenen Ergebnisse zum Teil merkwürdig voneinander abweichen, sollte man dem Br-Punkt in Zukunft unbedingt größere Aufmerksamkeit schenken und vor allem auch prüfen, ob und wieweit die von EXNER vertretene Ansicht zu Recht besteht[1]), daß der Abstand bei besonders klarer Luft größer zu sein scheint, als bei unreiner[2]). Möglicherweise ist hier etwas durch Anbringung eines Glimmerplattchens vorm SAVARTschen Polariskop zu erreichen[3]).

Unter besonderen Umständen (Nebel, Wasserflächen) wurden besondere neutrale Punkte im Sonnenvertikal beobachtet, so von BREWSTER 1841, von RUBENSON in Segni im Jahre 1862 und von J. L. SORET[4]) 1888 am Genfer See. Um ein ähnliches Phänomen dürfte es sich wohl bei dem erwähnten besonderen neutralen Punkt bei DEMBER und UIBE handeln. Hierher gehören auch die interessanten und für die Theorie der n. Punkte wichtigen Untersuchungen BUSCHs bei Vorhandensein von Wolken. BUSCH[5]) fand auch, daß der A-Punkt stets, der Ba-Punkt nach Sonnenuntergang von einem neutralen Punkt innerhalb des Sonnenvertikals im Terrain begleitet ist. Wird das feste Terrain durch größere Wasserflächen ersetzt, so zeigen sich nach JENSEN[6]) jedenfalls bei tiefstehender Sonne mit dem Polariskop Unterbrechungsstellen, die sich dem Horizont um so mehr nähern, je mehr man sich aus der senkrecht zur Sonne stehenden Visierlinie dem Sonnenvertikal zuwendet, um dort in den Horizont zu fallen. AHLGRIMM zeigte auf rechnerischem Wege, daß die Reflexion des Himmelslichtes an der Wasseroberfläche noch eine weitere, bis an den Beobachter heranreichende Kurve der Unterbrechungsstellen ergeben müsse, die er hernach auch beobachten konnte. — Was nun die normalen neutralen Punkte betrifft, so können sie durch Wolken aus dem Sonnenvertikal herausfallen. SÜRING fand für Potsdam, daß der A-Punkt (entsprechend — allerdings geringere Abweichungen — beim weniger beobachteten Ba-Punkt) durchschnittlich 5° nördlich vom Sonnenvertikal lag. Weiter wurden solche azimutalen Abweichungen von KNOPF[7]) in Jena und von DORNO in Davos konstatiert, vereinzelt auch von JENSEN[8]) in Wengen. Wieweit es sich um Terraineinflüsse (in Potsdam Seen in der Nähe, in Jena, Davos, Wengen Berge) handelt, oder wieweit hier auch tiefere Ursachen (s. SCHMIDs Untersuchungen über das Zodiakallicht) in Frage kommen, bleibt zu untersuchen.

b) Die neutralen Punkte in Abhängigkeit vom atmosphärischen Reinheitsgrad. Tabelle 25 gibt eine Übersicht über die Größe der A- und

[1]) F. M. EXNER, Met. Optik, S. 667. 1922.

[2]) Die ganz auffällig kleinen und wesentlich im entgegengesetzten Sinne laufenden Werte, die G. IMBÒ (Ann. d. R. Osserv. Vesuviano, Ser. 1, Bd. 1. 1924) 1924 in Neapel fand, erscheinen sehr bedenklich.

[3]) Siehe FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 198—199 u. A. HOFMANN, Meteorol. ZS. Bd. 40, S. 54. 1923.

[4]) J. L. SORET, C. R. Bd. 107, S. 867—870. 1880, Soc. de phys. et d'hist. nat. de Génève 1889, S. 456.

[5]) FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 238—239.

[6]) FR. BUSCH u. CHR. JENSEN, l. c. S. 239—242; CHR. JENSEN, Jahrb. f. Photogr. u. Reproduktionstechn. für 1911 (s. auch J. PLASSMANN, Ann. d. Hydrogr. 1912, S. 478—486).

[7]) O. H. J. KNOPF, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, H. 2, S. 57—72.

[8]) CHR. JENSEN, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 84. 1913.

Tabelle 25

	Beobachter	Zeit	5,5°	4,5°	3,5°	2,5°	1,5°	0,5°	−0,5°	−1,5°	−2,5°	−3-5°	−4,5
A-Punkt	BUSCH	1886	22,8	22,9	22,8	22,7	21,7	21,7	20,6	**20,2**	20,4	21,0	22,
	JENSEN	1910	22,7	22,4	22,1	21,7	21,2	20,4	19,9	**19,6**	19,8	20,8	23,
	JENSEN	1911	22,0	21,8	21,5	21,1	20,6	20,0	19,6	**19,4**	19,5	20,5	22,
	BUSCH	1911	20,2	20.1	19,9	19,6	19,2	18,9	18,7	**18,6**	19,1	20,5	22,
	DORNO	1915	18,9	18,6	18,6	18,4	18,3	18,2	**17,6**	17.7	18,1	18,6	20,
B-Punkt	BUSCH	1886	20,0	20,6	21,7	22,8	22,8	24,1	**24,2**	23,1	23,0	22,4	20,
	JENSEN	1910	16,2	16,8	17,4	18,1	18,7	**19,2**	19,0	18,8	18,6	18,6	18,
	JENSEN	1911	16,6	17,0	17,4	17,7	18,0	18,2	18,4	**18,6**	**18,6**	18,3	18,
	BUSCH	1911	14,4	15,0	15,7	16,3	16,8	**17,1**	**17,1**	16,8	16,3	15,9	15,
	DORNO	1915	16,6	17,3	18,3	18,3	17,8	**17,9**	17,6	17,0	17,0	16,7	17,

Ba-Abstände verschiedener Beobachter bei Sonnenhöhen zwischen +5,5 −5,5° in Zeiten, wo die Atmosphäre jedenfalls einigermaßen rein wa BUSCH 1886 handelte es sich um zwischen dem 26. April und 30. Sept angestellte Beobachtungen, im übrigen um Jahresdurchschnittswerte für lichst wolkenlose Tage. Zu beachten ist, daß sich die Atmosphäre im

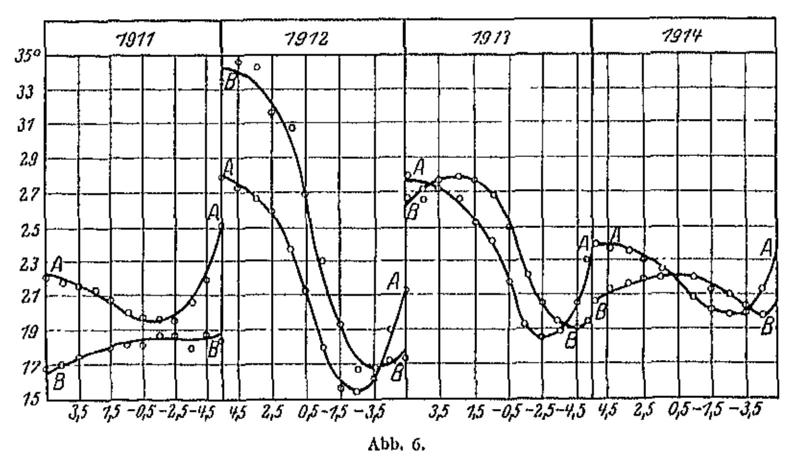


Abb. 6.

1886 offenbar noch nicht völlig der Fremdpartikelchen der Katmaikatast entledigt hatte, daß JENSEN am Rande der Großstadt (Hamburg), E offenbar unter besseren Verhältnissen, DORNO im Hochgebirge beobac und ferner, daß sich 1911 besonderer atmosphärischer Reinheit erfreute, daß auch 1915 für Davos nach den verschiedensten optischen Messunge ein Jahr besonderer atmosphärischer Reinheit anzusehen ist. Zieht man A-Punkt die Differenzen zwischen dem einem $h = 5{,}5°$ zukommenden und kleinsten Abstandswert, so könnte man daraus beim Vergleich entnehmen sie sich mit zunehmender Trübung vergrößern. Ähnliches ergäbe sich aus Differenzen zwischen dem sekundären Maximum und dem einem $h = 5{,}5$ kommenden Ba-Wert. Besonders eingehend wurde in dieser Beziehung de Punkt untersucht, und es hat sich gezeigt, daß die Differenzen zuzeiten st Trübungen gewaltig zunehmen. Wählen wir wieder +5,5° Sonnenhöhe (h) als gangspunkt, so ergeben sich die Differenzen für die Jahre 1910 bis 1914 in Hamburg der Reihe nach zu +3,1; +2,6; +12,4; +9,2 und +3,8. Wir s also die Wirkung des Katmaiausbruches und hernach das Verklingen der Stö Abb. 6 zeigt in überraschender Weise die Stärke der Wirkung. Während i. J. die A-Kurve völlig über der *Ba*-Kurve liegt, kehrt sich vor allem 1912 bi

größeren Sonnentiefen hin das Verhältnis völlig um[1]). Typisch sind die — bereits 1902 und 1903 von BUSCH und von SACK festgestellten — Verlagerungen des A-Minimums (nach negativem h hin) und des Ba-Maximums (nach positivem h hin). Die 1912 eingetretene Störung nimmt insofern eine beachtenswerte Sonderstellung gegenüber den 1883 und 1902 eintretenden Störungen ein, als sie jedenfalls bis nahe zum Schluß mit einer Periode geringer Sonnentätigkeit zusammenfiel, so daß dadurch die Diskussion der Ergebnisse erleichtert wird. Diese letzte große Störung zeigt im Gegensatz zu 1903 mit den besonders auffälligen großen Abstandswerten bei positivem die vor allem beim A-Punkt ausgeprägte Eigentümlichkeit ungemein niedriger Abstandswerte bei negativem h. Eine Verkleinerung der Werte bei negativem h gegenüber normalen Zeiten war allerdings auch 1903 von BUSCH und von SACK[2]) gefunden. Zum Glück sind seit gut einem Dezennium eine ganze Reihe von Beobachtern der neutralen Punkte auf dem Plan gewesen, so vor allem BUSCH[3]), DEMBER und UIBE, DORNO[4]), H. GRETSCHMANN, JENSEN[5]), KIMBALL[6]), KNOPF[7]), MENTZEL[8]), MENZE, J. MÖLLER, PLASSMANN[9]), PLATANIA[10]), F. SCHWAB, SCHWASSMANN, SMOSARSKI, SURING, WEGENER[11]), WENGER und andere. Über den Verlauf und die geographische Verbreitung der Katmai-Trübung berichteten MAURER und DORNO[12]). Über diese ist man überhaupt verhältnismäßig gut orientiert, wenn auch noch manche Ergebnisse ausstehen. Diese Trübung äußerte sich nach JENSEN auch in einer völligen Umkehr der Farbenverhältnisse, so daß die Abstände für die längeren λ die größeren waren. Die — im Oktober 1912 bemerkte — Umkehr dauerte in Hamburg wesentlich bis in den Januar 1913 hinein. BUSCH hat die Zeichenumkehr nicht bemerkt, konnte aber am 20. und 21. Dezember 1912 konstatieren, daß die positiven Differenzen noch wesentlich kleiner waren wie 1910 und 1911. WEGENER fand zwischen den Februar und dem April 1913 nahe der nordgrönländischen Küste zwischen den photographisch und den visuell gewonnenen A-Abständen positive Differenzen, die für den tiefsten Punkt der Kurve den erstaunlichen Betrag von 8° erreichten, obgleich die Kurven hinsichtlich der Amplitude und Lage des

---

[1]) CHR. JENSEN, Jahrb Hamb. Wiss. Anst. Bd 33, Beiheft 3. Hamburg 1916 (MEISSNER) 80 S., Meteorol. ZS Bd 30, S. 81—85. 1913; Verh. Ges. D Nat. Ärzte Bd 84, S. 92—97. 1913; mit H. MENZE, Ver Fr. Astr kosm. Phys. 1916, S. 71—83; mit H. SIEVEKING, Naturwissensch. Bd. 2, S. 818—826 1914.

[2]) S außer G. SACK, l c. (Anm. 9, S. 123) auch G. SACK, Meteorol. ZS. Bd. 23, S. 348 bis 351. 1906 und dazu CHR. JENSEN, Meteorol. ZS Bd. 24, S. 185ff. 1907.

[3]) FR. BUSCH, Meteorol. ZS. Bd 29, S. 385. 1912; Bd. 30, S. 321—330 1913, Bd 31, S. 513—522. 1914.

[4]) C. DORNO, Meteorol ZS Bd. 29, S. 580—584. 1912; Bd. 31, S. 71—80 u. 465—474 1914.

[5]) CHR. JENSEN, S. auch Ver Fr. Astr. kosm Phys. 1919, S. 37—48; Himmelswelt S. 174—181. 1925

[6]) H. H. KIMBALLS für die Katmaitrübung in Frage kommende Arbeiten: Journ. Washingt. Acad Bd 3, S 269—273. 1913; Month Weath. Rev Bd. 41, S. 153—160 1913, Bull M Weath. Obs. Bd 5, S. 161—165. 1912 und S. 295—312. 1913. Im übrigen berichtet er fortlaufend in Month. Weath Rev (meist d n. P., d. Pol.-Größe und die Sonnenstrahlung gleichzeitig betreffend)

[7]) O. KNOPF, Beitr., z. Phys. d. fr. Atm Bd. 8, S. 57—72. 1919.

[8]) Material von MENTZEL, MOELLER, SCHWAB, WENGER u a in Bearbeitung (über SCHWASSMANNS Messungen bei JENSEN bei)

[9]) J PLASSMANN, Astron. Nachr. Bd. 200, Sp. 352 1915; Bd 203, Sp. 159—160. 1917; Bd. 207, Sp. 35—38 1918; Bd 210, Sp. 13—14 1920.

[10]) G. PLATANIA, Atti dell'Acad. Gioen d scienc nat. Catania (5a) Bd. 5, 1911; 11 S. Mem della Soc. degl Spettr ital. Bd. 1, S. 153—157; 1912, Bd. 2, S. 137—142, 1913, Bd. 3, 1914, 7 S.; Bd. 5, 1916, 5 S., Bd. 6, 1917, 4 S., Bd. 7, 1918, 3 S.; Real. Ac. Naz Dei Linc. Bd. 14, 1923 28 S (zusammenfassend).

[11]) A. WEGENER, Sitz.-Ber Ges. z. Beförd ges Nat. Marburg, 25. Febr. 1914.

[12]) J MAURER und C. DORNO, Meteorol ZS. Bd. 31, S. 49—62. 1914.

Minimums — im Gegensatz zu den um die nämliche Zeit von ROBITZSCH[1]) auf Spitzbergen gefundenen Zahlen —, wie es jedenfalls scheint, stark ausgeprägten Störungscharakter trugen. Im allgemeinen machen sich die Wirkungen starker allgemeiner Trübungen besonders beim *Ba*-Punkt geltend. Die zwischen Mai und Dezember 1907 in Arnsberg verfolgte Störung war besonders gekennzeichnet durch die vor Sonnenuntergang gegenüber den *Ba*-Abständen besonders vergrößerten *A*-Abstände. Die mit der verstärkten Sonnentätigkeit in Verbindung gebrachte Trübung von Mitte 1916 bis Anfang 1917 wurde in Davos auch an Hand der neutralen Punkte verfolgt. Eine prinzipielle Verschiedenheit zwischen den Wirkungen 1912/14 und 1916/17 zeigte sich nach DORNO erst bei negativem h, indem sich die *A*-Abstände zwischen $-2{,}5°$ und $-4{,}5°$ Sonnenhöhe ein wenig vergrößerten und die *Ba*-Abstände gleichzeitig verkleinerten, und indem hernach beide Punkte mit verspätetem Beginn auffällig steil zum Zenit aufstiegen. Auffällig sind die vor allem gegenüber 1911 großen positiven Differenzen zwischen den *A*- und *Ba*-Abständen, wie es auch aus den in Arnsberg, Bremen, Catania, Hamburg, Nowawes angestellten Messungen hervorgeht. Aber auch 1918 weist noch auffällig große Differenzen auf, so für Catania um Sonnen-Untergang von 1916 bis 1918 von 1,7 auf 1,8 und 2,0° steigend. Weitere Entscheidungen über den Einfluß der Sonnentätigkeit auf das Phänomen kann vielleicht die Anwendung der harmonischen Analyse auf den jährlichen Gang, wie sie von JENSEN versucht wurde und eine jährliche Doppelperiode im Gange der Punktabstände, analog der Doppelperiode der Polarlichthäufigkeit, wahrscheinlich machte, erbringen[2]). Schon vor Jahren wies BUSCH auf einen Parallelismus zwischen dem Gang der Sonnenflecken-Relativzahlen und den *A*- und *B*-Abständen um Sonnenuntergang hin. Er fand für alle drei Phänomene für 1889 ein Minimum, für 1893 ein Maximum, und von da ab nahmen die Werte sämtlich wieder dauernd ab. Weitere diesbezügliche Untersuchungen wurden durch den Ausbruch der westindischen Vulkane gestört. An einem nicht geringen Einfluß der Sonnentätigkeit auf die Phänomene ist heute kaum mehr zu zweifeln, wenn sich auch für die neueste Zeit die BUSCHsche Beziehung nicht nachweisen ließ[3]). Dies dürfte seinen Grund mit darin haben, daß offenbar die Zeit des Sonnenunterganges ungünstig für den Vergleich ist. Aus der Verarbeitung eines größeren Materials durch JENSEN scheint überhaupt hervorzugehen, daß die etwas größeren Sonnenhöhen entsprechenden Werte (bis zu $h = +5{,}5°$ untersucht) die Schwankungen der Werte von Jahr zu Jahr deutlicher erkennen lassen[4]).

Auch ein Einfluß der Jahreszeit ist vorhanden. Man kann es im wesentlichen mit DORNO so aussprechen, daß es sich im Sommer um eine Abweichung gegen das Jahresmittel in dem Sinne handelt, wie man sie als charakterstisch für allgemeine optische Störungen kennt. Für Hamburg jedenfalls scheint die Abhängigkeit von der Jahreszeit größer für den *A*- als für den *Ba*-Punkt zu sein. In ähnlichem Sinne lag bereits die Äußerung SÜRINGS, daß ein Unterschied zwischen warmer und kalter Jahreszeit für den *Ba*-Punkt nicht erkennbar sei, während für den *A*-Punkt eine Tendenz zur Verringerung der Abstände im Winter ziemlich klar hervortrete, jedenfalls solange die Sonne noch überm Horizont stehe. Er fügt allerdings hinzu, daß solche Schwankungen beim *Ba*-Punkt vielleicht durch die stärkeren progressiven Änderungen von Jahr zu Jahr verdeckt werden. DORNO kann für Davos der Ansicht JENSENS nicht bedingungs-

[1]) M. ROBITZSCH, Meteorol. ZS. Bd. 31, S. 450—451. 1914.
[2]) CHR JENSEN, Mitteilgn. d. Vereinig. v. Freund. d. Astron. u. kosm. Phys. Bd. 29, S. 15ff. 1919.
[3]) S. auch G. PLATANIAS Ergebnisse, 1923 l. c. (s. Anm. 10 auf S. 127).
[4]) CHR. JENSEN, s Himmelswelt Bd. 35, S. 176ff. 1923.

Tabelle 26.

Jahr	+5,5°	+4,5°	+3,5°	+2,5°	+1,5°	+0,5°	−0,5°	−1,5°	−2,5°	−3,5°	−1,5°	−5,5°
1909	+2,7°	+2,1°	+1,8°	+1,8°	+1,8°	+1,6°	+1,1°	+0,5°	−0,1°	−0,4°	−0,8°	−1,4°
1910	+1,2°	+1,1°	+1,3°	+1,1°	+0,9°	+0,6°	+0,2°	−0,2°	−0,3°	+0,1°	+0,5°	−1,5°
1911	+2,3°	+1,7°	+1,3°	+0,8°	+0,7°	+0,8°	+0,8°	+0,6°	+0,4°	−0,8°	−1,3°	−0,4°
1912	−2,5°	−2,7°	−3,3°	−4,0°	−4,0°	−3,0°	−1,5°	±0,0°	+0,4°	+1,5°	+2,9°	+1,7°
1913	+2,0°	+1,7°	+1,3°	+1,2°	+1,1°	+0,6°	−0,8°	−1,9°	−2,5°	−2,7°	−2,3°	−1,8°
1914	+1,1°	+1,2°	+1,1°	+1,0°	+0,8°	+0,9°	+0,7°	+0,6°	±0,0°	−0,8°	−0,7°	−0,4°

los zustimmen. Tabelle 26 gibt für den A-Punkt die Differenzen zwischen den Sommer- und Winterabständen in Hamburg für 1909 bis 1914. Im Jahre 1912 kehrt sich alles um. JENSEN zeigte 1916 (l. c. Anm. 1 S. 127), daß, von 1912 abgesehen, für positives h die Sommer- die Winterwerte überragen, und daß das Vorzeichen die Tendenz zeigt, sich jedenfalls bei etwas größerem negativem h umzukehren. Diese Umkehr ist offenbar auf ähnliche Ursachen zurückzuführen wie die niedrigen Abstandswerte bei negativem h im Jahre 1912. Die Verrechnung weiterer Jahre hat allerdings für Hamburg bei positiven Sonnenhöhen zum Teil auch negative Differenzen (Sommer-Winter) ergeben;

Tabelle 27

1909		1910		1911		1912		1913		1914	
Sommer	Winter	Sommer	Winter	Sommer	Winter	Sommer	Winter	Sommer	Winter	Sommer	Winter
−2,0°	±0,0°	−1,8°	−1,0°	−2,4°	−1,3°	−2,2°	−2,6°	−2,8°	−2,4°	−3,0°	−1,7°
+3,2°	+1,1°	+3,5°	+2,1°	+2,7°	+1,2°	+8,4°	+12,2°	+10,4°	+5,8°	+4,0°	+3,0°

die Berücksichtigung der von verschiedenen Orten stammenden Beobachtungen scheint aber vor allem dafür zu sprechen, daß für positives h eine Tendenz der Vergrößerung der A-Abstände im Sommer vorhanden ist. Der Jahreseinfluß gibt sich auch in der Lage des A-Minimums und in den Differenzen zwischen dem A-Minimum und den einem $h = 5{,}5°$ zukommenden Werten zu erkennen, wie es Tabelle 27 zeigt. Die obere Zeile gibt die Lage des Minimums, die untere die erwähnte Differenz. Wenn auch 1913 und 1914 beide Werte im Winter eine geringere Trübung als im Sommer erkennen lassen, so ist dabei zu beachten, daß das Abklingen der Katmai-Trübung die Ausprägung des Jahresganges unterstützt. Die Vergrößerung der A-Amplitude im Sommer scheint allgemein ein besonders charakteristisches Trübungskriterium zu sein.

Ein 1914 bis zur Höhe von 5850 m erfolgter Ballonaufstieg WIGANDS[1]) ließ jedenfalls für den A-Punkt kein wesentlich anderes Verhalten wie am Erdboden erkennen. Auffällig waren die kleinen Ba-Abstände bei größerer Sonnentiefe. Daß WIGAND für die neutrale Brücke — d. h. das Gebiet zwischen den noch deutlich wahrnehmbaren positiven und negativen Fransen des SAVARTschen Polariskops — kleinere Werte als in Halle fand, ist wohl zum Teil auf Konto der Gewöhnung zu setzen. Die an den vorhergehenden Tagen gefundenen Mittelwerte weisen von Tag zu Tag eine Verringerung auf. Ist erst das Auge voll geübt, so lassen sich allerdings auch am nämlichen Ort aus der Brückengröße Schlüsse auf die Reinheit der Atmosphäre ziehen. Bedenklich ist es auch, ohne weiteres aus der Intensität der Fransen auf eine besonders hohe Pol.-Größe zu schließen. Nach DORNO käme hier die Farbensteigerung durch den dunklen Hintergrund des Himmels in großer Höhe in Frage.

[1]) A. WIGAND, Phys. ZS. Bd. 18, S. 237—240. 1917

Anmerkung bei der Korrektur: Obige Ergebnisse JENSENS werden z. T. durch die Ergebnisse DORNOS, z. T. durch die W. SMOSARSKIS (Études Mét. et Hydr. Fasc. 4, S. 99, 1927) gestützt.

Nunmehr muß noch an die sich wesentlich an die Namen BUSCH und S
knüpfenden Untersuchungen über die Beziehung der Lage der neutralen P
zu Wolken unterm Horizont bzw. zur Lage von Hoch- und Tiefdruckgeb
sowie an die von SÜRING erorterten — s. die von HUMPHREYS[1]) nachg
senen und hierzu in Beziehung gesetzten Schichtgrenzen in 1 und 4 km Hö
Unstetigkeiten im Gange der Punkte nach Sonnenuntergang erinnert we
Schließlich wäre der von DORNO erwiesenen nahen Beziehung der Lage d
Punktes zur farbigen Gegendämmerung, der von BUSCH und DORNO unter
ten, allerdings noch nicht eindeutig erklärten, zum Teil offenbar im Zusam
hang mit der erwähnten Abhängigkeit von λ stehenden Beziehung zwi
Lage des Ba-Punktes und Purpurlicht, der Beziehung zum BISCHOPschen
[PERNTER[2]), BUSCH[3]) RIGGENBACH[4])] sowie endlich der schon lange vermu
dieser Phänomene zur Helligkeitsverteilung [s. dazu GENZ[5])] gedacht.

14. Theoretische Betrachtungen. Hinsichtlich der RAYLEIGHschen Th
bei der stillschweigends vorausgesetzt wird, daß die diffundierenden Küge
auch klein gegenüber ihrem gegenseitigen Abstand sind, sei nur erwähnt
sich für die das Verhältnis der Intensität des in der Visionsebene polaris
zur Intensität des Gesamtlichtes angebende Polarisationsgröße als Funktio
Winkels α zwischen Beobachtungsrichtung und Primärstrahl ergibt:

$$P_{(\alpha)} = \frac{\sin^2\alpha}{1 + \cos^2\alpha}.$$

Nach dieser, keine Rucksicht auf mehrfache Lichtdiffusion nehmenden Th
wäre vollständige Polarisation in einer senkrecht zur Sonnenstrahlung st
den Richtung zu erwarten. Für die verschiedenen Farben fordert sie gl
P. Berechnet man das P für die verschiedenen α, so sieht man beim Vergleic
der Tabelle 18 die großen Abweichungen von den theoretisch geforderten We
Das größte beobachtete P liegt nahe bei 0,8. Schon die Tatsache, daß bei
zontstellung der Sonne das Maximum im Zenit dasjenige am Horizont über
weist in die Richtung, daß die Abweichungen von der Theorie, ganz abge
von der Vernachlässigung der mehrfachen Lichtdiffusion, durch die Anw
heit größerer, die theoretische Forderung nicht erfullender Teilchen bedingt i
Nachdem SORET[6]) in einer ausführlichen Arbeit in klarer, anschaulicher
gezeigt hatte, daß die Diffusion an kleinsten Teilchen im Gegensatz zur Sp
reflexion unabhängig von der Fortpflanzungsrichtung, vielmehr allein
hängig von der Richtung und Amplitude der Schwingungen ist, ging er zu
wendung auf die Atmosphäre über. Er selber hatte die bereits von ARA
TYNDALL[8]) und HAGENBACH[9]) beobachtete Polarisation im Schattenraum (A
nach Sonnenuntergang, TYNDALL und HAGENBACH an einem durch Berg
grenzten Teil der Atmosphäre) eingehend verfolgt. So lag es nahe, die Wi
der Diffusion auf ein Teilchen zu untersuchen, das sich im Schatten eines
kleinen Schirmes befindet und, ohne direkt von der Sonne beleuchtet zu

---

[1]) W. J. HUMPHREYS, Bull. Mount Weather Obs. Bd. 4, S. 397—401. 1912 (s.
A. HOFMANN, Meteorol. ZS. Bd. 40, S. 54ff. 1923).

[2]) J. M. PERNTER, Meteorol. ZS. Bd. 6, S. 401ff. 1889.

[3]) FR. BUSCH, Programmschr. Laurent. Arnsberg 1887, 33 S., Wetter 1886, S. 115

[4]) A. RIGGENBACH, Verh. d. naturf. Ges. Basel Bd. 8, S. 1—102. 1886 (Hab.-Sc

[5]) E. GENZ, Dissert. Kiel 1913 u. Meteorol. ZS. Bd. 31, S. 380ff. 1914.

[6]) J. L. SORET, Ann. chim. phys. Bd. 14, S. 503—541. 1888; C. R. Bd. 106, S. 203
1888.

[7]) FR. ARAGO, Ouvres compl. publ. par M. J. A. BARRAL.

[8]) J. TYNDALL, Die Wärme usw. Deutsch von v. HELMHOLTZ u. WIEDEMANN. Ka
1875.

[9]) A. HAGENBACH, Ann. d. Phys. Bd. 148, S. 77—85. 1873.

von allen übrigen Teilchen der — zunächst kugelförmig gedachten — Atmosphäre diffundiertes Licht empfängt. Dabei setzte er eine vollkommen gasförmige Atmosphäre voraus, in der sehr feine und durchaus gleichmäßig verteilte Körperchen vorhanden sind. Er zeigte, daß die sekundäre Diffusion an jeder Stelle des Himmels eine lineare Polarisation unmöglich macht, weiter, daß sie in Verbindung mit der größeren Teilchendichte in der Nähe des Bodens die negative Polarisation in der Nähe von Sonne bzw. Gegensonne zu erklären vermag, woraus sich infolge der Kompensation der senkrecht aufeinanderstehenden Komponenten notwendig die Existenz der neutralen Punkte ergibt. Dabei wies er auch kurz darauf hin, daß seine Theorie eine Erklärungsmöglichkeit der zum Teil bestehenden Abweichungen der Polarisationsebene von der durch Sonne und Visierrichtung gegebenen böte. Bei seinen Rechnungen hatte er die tatsächlich bestehenden Verhältnisse durch einen dem Horizont auflagernden Ring diffundierender Teilchen, unter sonstiger Voraussetzung einer gleichmäßig mit Teilchen erfullten Atmosphäre, ersetzt, im Anhang zeigend, daß man auch bei der Annahme einer halbkugeligen Atmosphäre, in welcher die Zahl der Teilchen vom Zenit bis zum Horizont wachst, zum Ziele käme. Ein Schluß auf die Lage der neutralen Punkte wurde erst von HURION[1]) gezogen, dessen Begründung des Auftretens der horizontalen Polarisation umfassender und bestimmter als die von SORET ist. Auch ist der Begriff der horizontalen Polarisation etwas abgeändert, was aber für die weiteren Betrachtungen ziemlich belanglos war. Das in das Polarimeter fallende Licht ist nach HURION als die Wirkung dreier Schwingungen zu betrachten, die sich nach zunehmender Intensität in folgender Weise anordnen lassen:

1. eine Schwingung in der Richtung der Sonnenstrahlen,
2. eine horizontale Schwingung senkrecht zu den Sonnenstrahlen,
3. eine Schwingung senkrecht zu den Sonnenstrahlen, im Sonnenvertikal.

Wesentlich ist, daß sich für HURION die Hinzunahme einer gleichmäßig mit Teilchen erfüllten Atmosphäre zu dem Ring diffundierender Teilchen erübrigte. Seine Formeln ergaben die neutralen Punkte, erklärten die von BOSANQUET, BECQUEREL und BUSCH beobachteten Abweichungen der Polarisationsebene und ergaben eine recht gute Übereinstimmung mit experimentellen Prüfungen sowie mit der Verteilung der Pol.-Größe im Sonnenvertikal. — Weiter ausgebaut wurde die SORET-HURIONsche Theorie durch AHLGRIMM[2]), der — allerdings wieder unter Vernachlässigung der Extinktion sowie der mehr als zweimaligen Diffusion — den in einer in der Nähe des Beobachters befindlichen kleinen Luftmasse durch Sonne und Himmel hervorgerufenen Polarisationszustand berechnete. Die für beliebige Richtungen und beliebigen Sonnenstand durchgeführten Rechnungen führten trotz der genannten einschränkenden Bedingungen sowie der Nichtberücksichtigung der atmosphärischen Schichtung und der Reflexion (bzw. Diffusion) an der Erdoberfläche jedenfalls qualitativ zum Teil zu überraschend guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen, so hinsichtlich der Gesamtverteilung von P am Himmel, der Abhängigkeit der Zenitpolarisation von der Sonnenhöhe, der Lage der Polarisationsebene und, wie gesehen (S. 125), hinsichtlich der Umkehrzonen auf dem Wasser. Aufgabe der Zukunft ist es, zu zeigen, ob und wieweit diese Übereinstimmungen naturnotwendig sind. Aus den Beobachtungen DORNOS (DORNO, l. c. Berlin 1919, S. 253) ist zu entnehmen, daß jedenfalls einige Kilometer Luft am Zustandekommen der Polarisationserscheinungen wesentlich beteiligt sind, womit aber nicht gesagt ist, daß sich dieselben durch die Einwirkung der entfernteren Teilchen qualitativ

[1]) A. HURION, Ann. chim. phys. Bd. 7, S. 456—495. 1896.
[2]) FR. AHLGRIMM, Dissert. Kiel 1915; Jahrb. Hamb. Wiss. Anst. Bd. 32, Beih. 3. 1914.

ändern. Dabei sei besonders betont, daß AHLGRIMM durchaus den Schwerpunkt auf die qualitative Seite legt. Wie DORNO zeigte, ist übrigens die ganz auffällig gute quantitative Übereinstimmung zwischen den für Horizontnähe der Sonne berechneten Werten und der entsprechenden von MENTZEL beobachteten BUSCHschen Lemniskate nur scheinbar. In einem Punkt stimmte die von AHLGRIMM — sowie auch von HURION — theoretisch erschlossene Verteilung von P nicht mit dem BREWSTERschen Ergebnis. Nach AHLGRIMM muß P — im Gegensatz zu BREWSTER — für die zum Sonnenvertikal senkrechte Ebene mit abnehmender Höhe des anvisierten Punktes wachsen, wie es auch HURION bei seinen Beobachtungen (zwischen Zenitabständen von 0 und 60°) gefunden hatte. GOCKEL[1]) weist darauf hin, daß für h zwischen 0 und 10° seine Messungen wohl eine Abnahme von 15 nach 60° Horizontabstand hin zeigen, daß aber von 5 auf 15° eine Zunahme von 0,521 auf 0,629 erfolgt, und ebenso eine solche von 60 auf 90°. Den Sturz von 0,629 auf 0,521 erklärt er wohl richtig durch Eintauchen in die dem Horizont auflagernde Dunstschicht. Tabelle 22 zeigt, daß die DORNOschen Werte von 20 und vor allem von 30° Sonnenhöhe (h) ab der AHLGRIMMschen Forderung gut entsprechen. — Hinsichtlich der Beziehung der Maximalpolarisation zur Sonnenhöhe sei auf S. 114 verwiesen. — Die AHLGRIMMscheTheorie ergibt ferner die Existenz der drei neutralen Punkte. Für $h = 0°$ hätten danach der A- und Ba-Punkt gleiche Abstände. In Wirklichkeit übertrifft aber in normalen Zeiten der A-Abstand den Ba-Abstand. Bei AHLGRIMM ist, wie erwähnt, die Lichtextinktion vernachlässigt. LALLEMAND[2]) versuchte, den erwähnten Unterschied im wesentlichen durch die für den A-Punkt stärkere Absorption des die eine Komponente vergrößernden (reflektierten) Lichtes zu erklären. Auch die Abhängigkeit der Abstände von λ in dem für normale Zeiten für den A- und den Ba-Punkt erwiesenen Sinne zeigt die Theorie, wobei AHLGRIMM übrigens nicht verfehlt, auf die Bedeutung der Extinktion für die chromatische Polarisation hinzuweisen. Ob diese hinreicht, um die von DEMBER und UIBE gefundene umgekehrte Farbenabhängigkeit für den Br-Punkt zu erklären, muß sich zeigen. Das normale Verhalten des A- und Ba-Punktes suchte JENSEN dadurch zu erklären, daß wegen der Bläue des Himmels die negative Komponente (WIENscher Vektor) für kleine λ verhältnismäßig groß ist und den RAYLEIGHschen Vektor erst in größerer Entfernung von den Zentren aufhebt. Die Umkehr des Verhaltens zu Zeiten starker Trübung brachte er in Verbindung mit der von DORNO festgestellten Änderung der Farbenverhältnisse des Sonnen- und Himmelslichtes[3]). — Auch hinsichtlich der täglichen Wanderung des A- und Ba-Punktes fand AHLGRIMM eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen. — Auf Grund einer von SORET geäußerten Bemerkung, daß die Punktabstände mit dem Verhältnis der Zenithelligkeit zur Horizonthelligkeit variieren müssen, untersuchte BUSCH[4]) die Natur der vermutlich dies Verhältnis stärker beeinflussenden Faktoren. Es kommt darauf an, dem Ansteigen der Punktabstände entsprechend eine verhältnismäßig starke Vergrößerung der negativen Polarisation (die Kompensationsstelle muß dann steigen), beim Fallen eine solche der positiven nachzuweisen. Dieser Nachweis scheint BUSCH zum Teil recht gut gelungen zu sein. Dabei greift er zunächst bei der für beide Punkte erfolgenden Abstandszunahme auch zur diffusen Brechung, weil mit abnehmendem h die Sonnenstrahlen

---

[1]) A. GOCKEL, l. c. S. 631ff. 1918.

[2]) CH. LALLEMAND, C. R. Bd. 75, S. 707—711. 1872; Ann. chim. phys. Bd. 8, S. 93—136. 1876.

[3]) CHR. JENSEN, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 82 u. 83. 1913; Jahrb. Hamb. Wiss. Anst. Bd. 33, 3. Beiheft, S. 64ff. 1916.

[4]) FR. BUSCH, Weltall 1905, H. 3, 4 u. 5.

in stark steigendem Maße dichtere Luftmassen durchdringen müssen. Daß nach Sonnenuntergang der Erdschatten eine wesentliche Rolle spielt, indem er gerade denjenigen Luftschichten die Bestrahlung durch die Sonne entzieht, in denen wesentlich das horizontal polarisierte Licht entsteht, erscheint recht plausibel. Die Wirkung der Reflexion der unter großem Einfallswinkel die Erdoberfläche treffenden Sonnenstrahlen dürfte vielleicht etwas überschätzt sein. Gewisse Schwierigkeiten bietet die Erklärung der bei starker Trübung die A-Abstände übertreffenden Ba-Abstande [Busch und Jensen[1]) S. 278]. Einen richtigen Kern muß man wohl der kurz erwähnten Lallemandschen Erklarung zugestehen. Man hätte dann für Störungszeiten nicht nur das Hinzutreten einer starken, die negative Polarisation offenbar erhöhenden Wirkung diffuser Brechung, sondern auch eine erhebliche Zunahme der Absorption des durch diese Brechungen polarisierten Lichtes auf dem Wege zum A-Punkt anzunehmen. Zu erklären bliebe die Verfrühung des Eintritts des sekundären Maximums des Ba-Punktes und die Verspätung des A-Minimums (für den Abend). Am leichtesten scheint die Verfrühung des Maximums deutbar zu sein, etwa durch die Annahme, daß die größte Intensität des von den unteren Luftschichten diffundierten Lichtes bei stärkerer Anhäufung diffundierender Massen sich verfrüht, vor allem wohl, wenn sich die trubenden Teilchen schon mehr gesenkt haben. Hier ist aber noch vieles dunkel. Busch und Jensen wiesen seinerzeit darauf hin, daß man vermutlich auch mit dem Einfluß der Höhenlage und vielleicht auch der Form der störenden Partikelchen rechnen müsse. Daß die Höhenlage fremder Teilchen außerordentlich verschieden sein kann, geht aus Dornos Untersuchungen hervor. Sollte es sich als richtig herausstellen, daß der A-Punkt im allgemeinen mehr durch meteorologische Einflüsse beeinflußt wird als der Ba-Punkt, so läge der Gedanke eines hier zum Ausdruck kommenden Einflusses der Höhenlage nahe genug. Vielleicht ergibt sich in dieser Richtung das Verständnis der angeführten Tatsache der vor Sonnenuntergang gegenuber dem Ba-Punkt besonders hohen A-Abstände im Jahre 1907. — Zu erklären bleiben auch die allgemein mehr oder weniger verhältnismäßig geringen Punktabstände bei negativem h. Wir sahen diese Tendenz auch bei rein meteorologischen Trübungen. Hier sei schließlich auf das Ergebnis von Genz[2]) hingewiesen, wonach sich für konstante Sonnenhöhe der A-Abstand umgekehrt wie das Verhältnis von Horizonthelligkeit zu Ortshelligkeit verändert.

Was den Einfluß der Gestalt der Partikelchen betrifft, so wurde neuerdings von Tichanowsky[3]) versucht, die Abweichung der Ahlgrimmschen Kurve der Zenitpolarisation von den beobachteten Werten außer durch die Anwesenheit größerer Teilchen in der Atmosphäre durch die vertikale Verteilung von Gasen mit verschiedener Molekelgestalt zu erklären. Es handelt sich hier um die Anwendung des „Struttphanomens"[4]). Nach Cabannes[5]) beträgt die Pol-Größe für das senkrecht zur Einfallsrichtung zerstreute Licht für Luft 0,923 bis 0,929, für N 0,946 bis 0,951, für O 0,900 bis 0,903, für H 0,961 bis 0,980. Für den Punkt maximaler Polarisation, der hier in Frage kommt, soll nun die mit zunehmender Sonnenhöhe erfolgende Abnahme von P nicht nur durch die Vermehrung der größeren Teilchen, sondern auch durch die Ungleichheit des Prozentgehalts an verschiedenen Gasen in verschiedenen Atmosphärenhöhen erfolgen.

[1]) Fr. Busch u. Chr. Jensen, l. c. S. 227—232.
[2]) E. Genz, Dissert. Kiel 1913. S. auch Meteorol. ZS. 1914, S. 380ff.
[3]) J. J. Tichanowsky, Meteorol. ZS. Bd. 41, S. 356. 1924.
[4]) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 95, S. 155ff. 1918; Nature Bd. 105, Nr. 2645.
[5]) J. Cabannes, Ann. chim. phys. Bd. 15, S. 1—149. 1921 (wo auch sorgfältige Literaturangaben und eine historische Übersicht über die hiermit zusammenhängenden Untersuchungen — z. B. Himmelsblau).

Ob diesem Faktor die von TICHANOWSKY vermutete Bedeutung zukommt, müssen weitere Untersuchungen zeigen. Im Zusammenhange hiermit wird die erwähnte, von JENSEN, GOCKEL, KIMBALL, PICKERING diskutierte Verschiebung der maximalen Pol.-Größe im Zenit auf negative Sonnenhöhen erörtert. Auch hier wird außer den öfter erwähnten Helligkeitsänderungen nach Sonnenuntergang der Faktor der Molekelgestalt herangezogen. Zu erwähnen wäre auch die Feststellung eines sekundären Pol.-Maximums im Zenit bei negativem h, dessen Lage von der Größe des einem $h = 0°$ zukommenden P.-Wertes abhängt. DEIL (Met. ZS. 1927, S. 187) fand allerdings für verschiedene P gleichen Gang.

In einer neueren Arbeit verallgemeinerte TICHANOWSKY die Theorie von CABANNES, wobei er, um eine Anwendung auf die reine Atmosphäre ermöglichen zu können, auch die sekundäre Diffusion berücksichtigte. Um die Reflexion (bzw. Zerstreuung) des Lichtes an der Erdoberfläche vernachlässigen zu können, berechnete er die Größe der Zenitpolarisation für den Horizontstand der Sonne. Er fand dabei

$$P = \frac{6 - 13a + 7a^2 + \dfrac{6\pi^3(n_0^2-1)^2 \cdot h \cdot H}{\lambda^4 \cdot L_0 \cdot H_0}(1{,}725 - 3{,}449a + 1{,}725a^2)}{6 - a - 7a^2 + \dfrac{6\pi^3(n_0^2-1)^2 \cdot h \cdot H}{\lambda^4 \cdot L_0 \cdot H_0}(3{,}105 + 7{,}179a + 0{,}161a^2)},$$

wo a den optischen Anisotropiekoeffizienten (Verhältnis der kleineren, durch die Molekülanisotropie bedingten Komponente zu der darauf senkrechten, größeren) der Luft, n_0 den Brechungskoeffizienten der Luft unter normalen Druck- und Temperaturverhältnissen, L_0 die LOSCHMIDTsche Zahl, wo h die Höhe der homogenen Atmosphäre ($7{,}991 \cdot 10^5$ cm), H den atmosphärischen Druck an der für die berechnete Lichtzerstreuung in Frage kommenden Stelle und H_0 den normalen Druck (760 mm) bedeuten. Durch Gleichsetzung von H und H_0 und nach Einführung der für a, n_0^2, h, H und L_0 geltenden Werte erhält TICHANOWSKY

$$P = \frac{5{,}442 + 3{,}015 \cdot 10^{-18} \cdot \lambda^{-4}}{5{,}942 + 6{,}545 \cdot 10^{-18} \cdot \lambda^{-4}},$$

was bei Annahme von 529 $\mu\mu$ als optischen Schwerpunkt des sichtbaren Spektrums $P = 0{,}860$ ergibt. Ganz abgesehen von der Nichtberücksichtigung der Extinktion werden aber, ebenso wie bei SORET, HURION und AHLGRIMM (bei AHLGRIMM allerdings z. T. Einführung des einer nicht ganz reinen Atmosphäre entsprechenden Transmissionskoeffizienten), die größeren Teilchen in der Atmosphäre vernachlässigt. Um trotzdem einen Vergleich ziehen zu können, leitete T. aus 1925 und 1926 auf dem Berge Ai Petri in der Krim (1200 m) in Verbindung mit Kernzählungen nach Aitken und mit Dampfdruckbestimmungen ausgeführten Polarisationsmessungen durch ein aus der Arbeit zu ersehendes, nicht unbedenkliches (s. T. selber dazu Meteorol. ZS. 1926, S. 365; s. auch W. MILCH, Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 16, S. 87 u. 88. 1927) Extrapolarisationsverfahren P für die reine Atmosphäre ab, wobei er 0,860 fand. Nahezu den nämlichen Wert (0,856) fand er durch ein auch nicht völlig einwandfreies Verfahren mittels Einführung eines sog. „Depolarisationskoeffizienten". Die frappante Übereinstimmung der drei Werte untereinander ist offenbar (auch die Vernachlässigung der mehr als zweimaligen Diffusion ist zu bedenken) zunächst als rein zufällig anzusehen. — Eine besondere Bedeutung legte TICHANOWSKY[1]) der Tatsache bei, daß seine Formel die nämliche Abhängigkeit des P von λ ergab wie seine Beobachtungen bei besonders reiner Atmosphäre, d. h. ein Anwachsen

[1]) J. J. TICHANOWSKY, Phys. ZS. Bd. 28, S. 252—260. 1927.

von P mit λ. Das bestärkte ihn in seiner früheren, unter Berücksichtigung der zweifellos nahen Beziehung zum Polychroismus (Farbenunterschied der $\perp$ aufeinanderstehenden Polarisationskomponenten; s. S. 77) gefaßten Anschauung[1]), daß die Dispersion der Himmelspolarisation wesentlich bedingt sei durch die sekundäre Diffusion. Dieser Gedanke war letzten Endes dasselbe wie die von JENSEN für die spektrale Abhängigkeit des A-Abstandes gegebene Erklärung (s. S. 123, Anm. 2; vor allem Meteorol. ZS. 1913, S. 83), und im nämlichen Sinne lag auch das AHLGRIMMsche Rechenergebnis, wenn auch AHLGRIMM mit Recht die Bedeutung der Extinktion für die chromatische Polarisation betonte (s. hier DEMBER und UIBE bezüglich des BREWSTERschen Punktes). Große Erklärungsschwierigkeiten entstehen aber durch die Unstimmigkeiten zwischen den Beobachtungen TICHANOWSKYS (und KALITINS) einer- und denen DORNOS, GOCKELS und PERNTERS anderseits (S 121 u. 122), auch hinsichtlich der geringeren Abnahme der beobachteten P-Werte mit λ gegenüber der Rechnung, die von TICHANOWSKY dadurch erklärt wurde, daß die Anwesenheit der großen Fremdpartikel in der Atmosphäre die Dispersion von P im entgegengesetzten Sinne bewirke wie die sekundäre Diffusion. Es ist hier zu beachten, daß sich nach TICHANOWSKY selber (s. S. 122) bei starker Trübung das Maximum ins Rot zu verschieben scheint. Wenn nicht KALITINS Werte im großen und ganzen im nämlichen Sinne wie die TICHANOWSKYschen zu liegen schienen, könnte man versucht sein, durch seine eigene Angabe (Meteorol. ZS. 1926, S. 290), nach welcher die meisten Beobachtungen in Meeresnähe gewonnen wurden, einen richtigen Fingerzeig für die Erklärung der Unstimmigkeiten (Reflexion an der Wasserfläche; auch BREWSTERS hinsichtlich des täglichen Ganges des A-Abstandes auffälligen Ergebnisse wurden in Meeresnähe gewonnen, ebenso die von DEMBER und UIBE) zu erblicken. — TICHANOWSKY hatte früher eine vermeintliche Zunahme der sekundären Diffusion für die jedenfalls wenig ausgeprägte Abhängigkeit des P von der Ortshöhe verantwortlich gemacht, so gemeint, daß durch gedachte Zunahme das P verringert würde, während es gleichzeitig durch Verminderung der Zahl der größeren Teilchen wachse. — In einer letzten Arbeit[2]), die außer der Anisotropie der Gasmolekeln und der primären und sekundären Diffusion auch die Lichtdiffusion an der Erdoberfläche (völlig diffuse Zerstreuung angenommen) berücksichtigt und die Möglichkeit ergibt, die Polarisationsverhältnisse innerhalb des Sonnenvertikals für beliebige Sonnenhöhe und beliebige Himmelspunkte zu berechnen, wurde auch die theoretische Lösung der Abhängigkeit des P von der Höhe des Beobachtungsortes versucht. Für die Erdoberfläche als Beobachtungsort ergab sich für die Sonnenhöhe 0° für die maximale Polarisationsgröße eine Zunahme mit der Meereshöhe. Bei Berücksichtigung der Abnahme des Staubes müßte sich der Unterschied noch steigern. Hiergegen sprechen auch nicht die Differenzen zwischen den von DORNO in Davos und JENSEN in Kiel gewonnenen Werten. Tabelle 18 zeigt aber jedenfalls für die Zenitpolarisation für größere h eine Differenz im umgekehrten Sinne. Nach DORNO (l. c. 1919, S. 250 u. 252) wären wegen der größeren Atmosphärenschichten und der damit verbundenen erhöhten Lichtdiffusion von vornherein größere P in der Ebene zu erwarten. Da die tatsächlichen Unterschiede aber auffällig gering sind, erblickt er den Ausgleich im wesentlichen in der verhältnismäßig starken Schwächung der direkten Sonnenstrahlen durch die Staubatmosphäre. In der TICHANOWSKYschen Theorie ist ja die Extinktion völlig vernachlässigt. Bemerkenswert ist vielleicht, daß sie — sehr nahe den Beobachtungen G. TICHOWS[3]) entsprechend — für den Beobachter

[1]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 291—292. 1926.
[2]) J. J TICHANOWSKY, Phys. ZS Bd. 28, S. 680—688. 1927.
[3]) J. J. TICHANOWSKY, Meteorol ZS. Bd. 43, S. 366. 1926.

im Ballon keine Veränderung von P mit der Seehöhe ergibt. — Daß die Lichtreflexion an der Erdoberfläche das P stark beeinflußt, ist zweifellos. TICHANOWSKY zeigt das auch an Hand des Vergleichs zwischen Beobachtung und Rechnung. Er scheint aber neuerdings diesen Faktor zu überschätzen (l. c. S. 688) und nicht genügend zu bedenken, daß die Theorie auf völlig reine Atmosphäre zugeschnitten ist, und daß er früher selber den Einfluß der niederen Luftschichten und des Tagesganges des Staubgehaltes auf den Tagesgang der maximalen Polarisationsgröße stark genug betonte.

Nachdem A. SCHIRMANN[1]) gezeigt hatte, daß primäre Diffusion allein imstande sei, neutrale Punkte hervorzurufen, deren Lage durch zwei sich auf den gewöhnlichen Brechungsindex und auf den sog. Absorptionsindex beziehende Konstante bestimmt ist, wies sie in mehreren Arbeiten darauf hin, daß die sekundäre Diffusion bei der Atmosphäre zu gering sei, um eine Rolle zu spielen, und daß überhaupt nach der MAXWELL-GARNETTschen Berechnung für kleine Teilchen der Begriff der sekundären Diffusion nur dort berechtigt sei, wo diese sehr nahe beieinander liegen. Dabei ist aber zu bedenken, daß die in der SCHIRMANNschen Untersuchung vorkommenden Teilchen im Gegensatz zu den RAYLEIGHschen Partikeln von der Größenordnung des λ sind, und daß hinsichtlich der Frage des gegenseitigen Teilchenabstandes doch in der ausgedehnten Atmosphäre wesentlich andere Verhältnisse vorliegen wie bei der Experimentierrohre. Mit Recht wird auch von EXNER[2]) betont, daß über die Anwendbarkeit der SCHIRMANNschen Theorie nicht zu entscheiden ist, bevor man überhaupt weiß, ob in der Atmosphäre die geeigneten trübenden Substanzen vorkommen. Fraglich erscheint, ob überhaupt genügend Teilchen der in Frage kommenden Größe vorkommen, wenn auch POKROWSKI[3]) auf Grund von Helligkeitsmessungen zu dem Ergebnis kam, daß der für größere Partikel geltende Mieeffekt[4]) (der größere Teil des abgebeugten Lichtes pflanzt sich in vom Primärstrahl wenig abweichenden Richtungen fort), der experimentell von GANS[5]) und SZEGVARI[6]) nachgewiesen wurde, in ausgeprägter Weise in der Atmosphäre vorhanden ist, wobei noch besonders zu bedenken ist, daß die Polarisationsphänomene in großen Höhen sich jedenfalls nicht übermäßig von denen in der Ebene zu unterscheiden scheinen. Zweifelhaft mag es auch erscheinen, daß es gelingen wird, die erwähnte Umkehr der Beziehung des A-Abstandes zu λ bei starker atmosphärischer Trübung vom SCHIRMANNschen Standpunkte aus durch eine Änderung der Eigenschaften des Teilchenmaterials (mehr metallischer, oder mehr dielektr. Charakter) statt durch Verschiebung im Verhältnis der beiden senkrecht zueinander stehenden Schwingungskomponenten zu erklären. Jedenfalls macht — wenn man nicht gewaltige Mengen zwischen Auge und anvisiertem Objekt liegenden lichtreflektierenden Staubes annehmen will — die Unstimmigkeit zwischen den eine kleinere Transparenz ergebenden WILDschen, mit Ausschluß seitlichen Lichtes (Luft in langen Röhren) vorgenommenen Sichtigkeitsbestimmungen und den SCHLAGINTWEITschen bzw. ODDONEschen Messungen in freier Luft die Annahme einer durchaus nicht zu unterschätzenden zwei- bzw. mehrfachen Diffusion nötig[7]). — Von einem ganz

---

[1]) A. SCHIRMANN, Ann. d. Phys. Bd 59, S. 493ff. 1919; ebenda Bd. 61, S. 195ff. 1920; Meteorol ZS. Bd 37, S. 12ff. 1920

[2]) F. M. EXNER, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 116. 1920; s. auch Meteorol. Opt. 2, Aufl. S. 692. 1922.

[3]) G. I. POKROWSKI, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 49ff. 1925; Bd. 35, S. 464. 1926

[4]) G. MIE, Ann. d. Phys. Bd 25, S. 428ff. 1908; s auch H. BLUMER, ZS. f. Phys. Bd. 32, S. 119ff. 1925.

[5]) R. GANS, Ann. d Phys. Bd 76, S. 26ff 1925.

[6]) A. SZEGVARI, ZS f Phys. Bd. 21, S. 348ff. 1924.

[7]) Siehe darüber PERNTER-EXNER, Meteorol. Opt. 2. Aufl., S. 728ff. 1922

andern Gesichtspunkt aus (Verschiebung der Wirkung des sekundar molekular zerstreuten Lichtes in das unsichtbare Spektrum) suchte MILCH (S. 121) die beobachtete Pol.-Größe vom sekundär diffundierten Licht unabhängig zu machen. Fur eine durchaus wirksame sekundäre (bzw. mehrfache) Diffusion in der Atmosphäre spricht aber vor allem das Gros der meist in gutem Einklang miteinander stehenden verschiedensten, im sichtbaren Spektrum ausgeführten DORNOschen Messungen. So würde unter anderem die Tatsache, daß das Himmelsblau in Sonnennähe eine hellere und in Sonnenferne eine dunklere Nuance zeigt, sowie die von DORNO festgestellte Tatsache, daß genannter Unterschied um so stärker ausgeprägt ist, je tiefer die Sonne steht, in guter Übereinstimmung mit der naheliegenden Annahme sein, daß der Transparenzkoeffizient der wesentlich auf die sekundäre bzw. mehrfache Diffusion zurückgeführten i-Komponente infolge der stärkeren Extinktion wesentlich stärker variieren muß als der i_1 zugehörige Transparenzkoeffizient[1]). Auch der erwähnte, von SCHIRMANN als Folge der Dispersion der Polarisation in ihrem Sinne aufgefaßte Polychroismus ließe sich mindestens ebensogut [diese Meinung auch von TICHANOWSKY[2]) vertreten] bei Annahme sekundarer Diffusion verstehen, wenn man — allerdings ohne eine so starke Verschiebung anzunehmen wie MILCH — nur die wesentlich stärkere Diffusion des vom Himmel stammenden Lichtes bedenkt. So mußte DORNO auf Grund seiner Messungen bei heiterem Himmel ein tieferes Blau des der i-Komponente entsprechenden Gesichtsfeldes erwarten, was er auch, vor allem stark ausgeprägt zur Zeit der Dämmerung, durchaus bestätigt fand. Auch lassen sich die Unterschiede zwischen den um die Dammerungszeit von JENSEN in Kiel und DORNO in Blankenese sowie von letzterem in Davos gefundenen Werten fur Helligkeit und Pol.-Größe im Zenit schwer anders deuten, als daß sich das stärkere Diffusionsvermögen der Atmosphäre in der Ebene vor allem (Steigerung der i-Komponente) bei der sekundären Diffusion geltend macht. Man ist geneigt, auf eine Zunahme der letzteren in der Ebene auch aus dem S. 79 und 80 über S/d Gesagten zu schließen, wenn auch dieser Schluß nicht zwingend ist. Allerdings ist die geringe Abhängigkeit von P von der Meereshöhe[3]) wohl kaum mehr zu bezweifeln. Ein gewisser Unterschied besteht allerdings tatsächlich. Dieser dürfte aber jedenfalls wesentlich auf die Abnahme größerer Partikeln mit der Erhebung zurückzufuhren sein. Dafur spricht unter anderem der Umstand, daß in Davos die Unterschiede zwischen normalen und anormalen Zeiten für das P bei verschiedenen Sonnenhöhen durchaus im nämlichen Sinne lagen wie die zwischen Ebene und Hochgebirge (s. Tabelle 18). — Die sehr wichtige Rolle, welche bei der Lichtzerstreuung an größeren Teilchen ($> \lambda$) neben der Diffraktion Reflexion und Brechung spielen, zeigt sich nach POKROWSKI[4]) bei Gegenüberstellung von Theorie und Experiment dadurch, daß die von BLUMER[5]) errechneten Polarisationskurven (Abhängigkeit von P vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Primärstrahl) mit zunehmender Vergrößerung der Teilchen mehr und mehr positive und negative Maxima und Minima aufweisen, d. h. eine Verteilung, die wesentlich von der von ihm selber bei seinen Untersuchungen an künstlichen trüben Medien gefundenen abwich. — Interessant ist, daß LALLEMAND im Gegensatz zu den sonstigen, auf die Wirksamkeit von Luftmolekeln zurückgeführten Polarisationsphänomenen das Zustandekommen der neutralen Punkte (s. S. 132 und vor allem BUSCH u. JENSEN, l. c. S. 142 sowie 260ff)

[1]) Siehe C DORNO 1919, vor allem S 231—243.
[2]) J. J. TICHANOWSKY, Anm. 1 auf S. 135.
[3]) S auch A. GOCKEL, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 116ff. 1920.
[4]) G. I. POKROWSKI, ZS f. Phys. Bd 37, S. 722ff. 1926.
[5]) H. BLUMER, ZS. f. Phys Bd 32, S. 119ff. 1925; s auch seine Dissert. über die Zerstreuung des Lichtes an kleinen Kugeln Bern 1926.

auf die Spiegelreflexion an der Oberfläche atmosphärischen Staubes zurückführte. Kamen hier nur größere Partikel in Frage, so wäre wohl ein wesentlicher Einfluß der Seehöhe auf ihre Lage zu erwarten. Ein solcher scheint aber weder nach den Messungen WIGANDS[1] (die Werte für den *Ba*-Punkt dürften unsicher sein) noch nach bisher nicht veröffentlichten Beobachtungen WENDTS vorhanden zu sein. Bemerkenswert ist, daß sich nach MILCH[2] auch bei Vernachlässigung der sekundären Diffusion eine solche Abhängigkeit zeigen müßte. — Die Bedeutung der Reflexion an Staubteilchen für die Polarisationsphänomene überhaupt betonte EXNER[3], der vor allem zeigte, daß möglicherweise die Annahme der eigentlichen sekundären Diffusion (an Teilchen $< \lambda$) unnötig wäre, so gedacht, daß sie evtl. zum Teil zu ersetzen wäre durch die Reflexion des primär zerstreuten Lichtes an größeren Teilchen in der Atmosphäre (bzw. den Rauheiten der Erdoberfläche). Die Frage der quantitativen Bedeutung der Reflexion neben der sekundären Diffusion ließ er aber völlig offen, und an anderer Stelle seines Buches (S. 719) wies er selber darauf hin, daß die Beobachtung Lord RAYLEIGH des Jüngeren (Struttphänomen) eher gegen die vorherrschende Wirkung des Staubes und für eine solche der Molekeln spräche.

Daß sich die Atmosphäre hinsichtlich der Polarisationsphänomene weitgehendst wie ein mehr oder weniger verunreinigtes trübes Medium im Sinne Lord RAYLEIGHS verhält, zeigte schon PERNTER[4]. Sowohl am Himmel wie in der Experimentierröhre war P um so geringer, je weißlicher die Farbe war, und entsprechend den von TYNDALL in staubgeschwängerter Zimmerluft angestellten Messungen verschob sich das Maximum um so mehr von der Lichtquelle, je mehr größere Teilchen hinzukamen. Bei den alkoholischen Mastixemulsionen PERNTERS war die Feststellung dieser Verschiebung wegen „zu geringer Belastung und Verunreinigung" ohne Zerlegung des Lichtes schwieriger. Leichter gelang der Nachweis, daß, entsprechend der Forderung der Theorie, bei höherprozentigen Emulsionen das Maximum für die langen roten Wellen noch bei bzw. nahe bei 90° lag, während es sich für die kürzeren bis zu 7° davon entfernte. Der entsprechende Nachweis für den weißlichen Himmel mußte wegen der Veränderlichkeit des Phänomens aus praktischen Gründen unterbleiben[5]. Bei stark weißlichen Tönen fand PERNTER draußen und für die Mastixemulsion die größten P-Werte im Rot, abnehmende Werte mit sinkendem λ. Er erklärte dies (s. das residue blue TYNDALLS) so, daß die Teilchen für Rot am ehesten als klein gegen λ gelten können. F. v. HAUER[6] schließt sich der Erklärung an, meint aber, daß die Wirkung der auch bei der Röhre unvermeidlichen sekundären Zerstreuung hinzukommt, so gedacht, daß diese, für die kürzeren λ stärkere Zerstreuung, hier am meisten depolarisierend wirkt. Die Schwierigkeiten beginnen bei der Erklärung der Versuche mit niedrigprozentiger Lösung. Hier fand PERNTER das Minimum fast durchweg im Rot, das Maximum im Grün, für Blau dazwischen liegende Werte. Nur mit Zögern versuchte er, das Minimum durch die depolarisierende Wirkung von Fluoreszenzlicht zu erklären, das er vielfach bei den Emulsionen beobachtet haben wollte. Abgesehen davon, daß man dieses nicht mehr ohne weiteres als unpolarisiert ansehen darf[7], bliebe die Überlegenheit des Grün gegenüber Blau

[1] A. WIGAND, Phys. ZS. Bd. 18, S. 237ff. 1917.
[2] W. MILCH, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 116. 1924/25.
[3] F. M. EXNER, Meteorol. Opt. 2. Aufl., S. 708ff. 1922; Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 113 bis 116. 1920.
[4] J. M. PERNTER, Wiener Denkschr. Bd. 73, S. 28. 1901.
[5] S. CHR. JENSEN, ZS. f. Geophys. Bd. 3, S. 360. 1927.
[6] F. v. HAUER, Ann. d. Phys. Bd. 56, S. 145ff. 1918.
[7] Siehe darüber u. a. Phys. ZS. 1925.

zu erklären. F. v. HAUER, der auch für niedrigprozentige Lösungen das Maximum im Rot fand, hat offenbar erwiesen, daß das entgegengesetzte Resultat PERNTERS durch fremdes Licht gefälscht war. Er kommt aber auch selber zum Ergebnis, daß die atmosphärischen Polarisationserscheinungen im wesentlichen durch Lichtzerstreuung in einem künstlichen trüben Medien analogen Medium zustande kommen. Wie komplizierte Verhaltnisse auftreten können, zeigen, ganz abgesehen von den überraschenden Ergebnissen KALITINS und TICHANOWSKYS, die von NICHOLS[1]). Hinsichtlich der Erklärung kann man wohl vielfach eine von NICHOLS abweichende Auffassung haben; sicher aber hat er den rechten Weg gezeigt durch seine Verknüpfung mit Untersuchungen über die spektrale Helligkeitsverteilung und durch die Betonung der Wichtigkeit der Berücksichtigung der Lichtextinktion. Auch die selektive Absorption (s. Regenbanden) darf bei der farbigen Polarisation nicht ganz vernachlässigt werden. — Daß die Gesamtphänomene wesentlich durch das Wechselspiel von Diffusion und Extinktion bedingt sind (dadurch auch die oben S. 119 erwähnte Tatsache zu erklären), geht besonders deutlich aus den umfassenden DORNOschen Untersuchungen hervor. Einmal kommt die extingierende Wirkung auf dem Weg zwischen der Strahlungsquelle und den auf der Visierlinie liegenden Partikeln, zum andern auf dem zwischen jenen und dem Auge in Frage. Diese Verhältnisse komplizieren sich besonders für die i-Komponente. Daß wesentlich die Extinktion die Ursache der Abweichungen der Beobachtungen von der Theorie bildet, machte DORNO äußerst wahrscheinlich durch seine eingehende Prüfung bezuglich der Verteilung der Helligkeit (i- und i_1- sowie i_y-Kurven in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe; Dunkellinie — deren Lage für i_1 in den der Sonne fernen Quadranten sich bei allen Sonnenhöhen mit den Forderungen der Theorie deckend, und ihr Vorhandensein in den sonnennahen Quadranten durch die Überlagerung der molekularen Zerstreuung durch Beugung, Reflexion und Brechung an größeren Teilchen erklärt) und der Pol.-Größe. Eng verknüpft mit diesen Fragen ist die des Verhältnisses zwischen P und der Helligkeit, von denen erstere im großen und ganzen die Tendenz zeigt, mit Abnahme der letzteren zuzunehmen. Es zeigte sich durch die Abweichungen der Isopolaren von den Parallelkreisen, daß die ungleich starke Abhängigkeit der i- und i_1-Komponente von den Transparenzverhältnissen nicht durch einen konstanten Faktor darstellbar ist. Bei der Erklärung der für Davos allerdings nicht allzu großen Abweichungen von der Theorie (Voraussetzung dabei völlig homogenes, von dunklen Wanden begrenztes, mit homogenem Licht bestrahltes, molekular zerstreuendes trübes Medium) ist nicht nur zu berücksichtigen, daß die keineswegs homogene Atmosphäre geschichtet ist, sondern vor allem, daß zwei verschieden dimensionierte Lichtquellen (s. S. 101 u. 102) mit durchaus verschiedenen, einer verschieden starken Extinktionswirkung unterliegenden Wellenlängen vorhanden sind. — DORNO hat durch seine getrennte Verfolgung der beiden Schwingungskomponenten und durch seine, hier nur kurz anzudeutenden Untersuchungen uber die Beziehungen zwischen den Lichtmengen von Sonnen- und Gegenregion einer- und den dafür in Frage kommenden auffallend bzw. durchfallend bestrahlten Luftmengen anderseits — an denen die Theorie nicht vorbeigehen kann — den kunftigen Messungen am Himmel, welche im nämlichen Ausmaße auf die Ebene übertragen werden müssen, die Wege gezeigt. Bedeutsame Fingerzeige bei weiterem Studium der atmosphärischen Polarisation gab auch (s. hier auch POKROWSKIS[2]) Untersuchungen über die Beziehung zwischen

[1]) E. L. NICHOLS, Phys. Rev Bd. 26, S 497—511. 1908. — S. auch L. V. KING, Phil. Transact. R. Soc. London, Bd. 212, S. 128 u. 129. 1913.
[2]) G. I. POKROWSKI, ZS. f. Phys Bd 36, S. 548—556. 1926.

P und der Schichtdicke bzw. Konzentration des Mediums] BOUTARIC[1] seine Versuche mit verschiedenen künstlichen trüben Medien. Wesentl sein Ergebnis, daß nur dann, wenn Veränderungen hervorgerufen werde Teilchen, die bemerkenswerte Dimensionen gegenüber λ haben, eine Vern von Anzahl oder Größe derselben eine parallel gehende Verminderung tensität des durchgelassenen Lichtes und der Polarisationsgröße bewir sich aber dieser Schluß nicht ziehen läßt, wenn die Teilchen klein ge λ sind.

Im Anschluß an die vorhin erwähnten PERNTERschen Untersuchung noch der Beziehung von P zur Sonnentätigkeit gedacht werden. F. v. zeigte, daß das PERNTERsche Ergebnis einer Beziehung zwischen P und tensität des eingestrahlten Lichtes nicht aufrechtzuerhalten ist. Der gedachter Beziehung beruhende, zunächst von BUSCH angenommene Erkl versuch JENSENS, um den von BUSCH gefundenen (s. dazu S. 128) Parall zwischen den Punktabständen und den Fleckenzahlen zu verstehen, längst aufgegeben zugunsten einer von BUSCH aufgestellten Theorie, wel dem SORETschen Gedanken ausging, daß die Punktabstände mit dem Ve der horizontalen zur zenitalen Helligkeit wachsen (für nahe am Horizont st Sonne gedacht). Nach dieser Theorie muß nun eine Zunahme der eingest Intensität das Verhältnis des von den unteren Luftschichten diffundierten Li dem von den höher liegenden zugunsten des ersteren vergrößern. Die Schwan der Solarkonstante in der ca. 11 jährigen Periode scheinen nun zwar reell aber doch zu gering, um hier praktisch in Frage zu kommen; zudem sch wesentlich für die kurzen λ in Betracht zu kommen (DORNO) Hand in Hand mit der Steigerung der Intensität der Lichtwellen scheint nun [MAURER[2]), eine gesteigerte Aussendung korpuskularer Strahlen zu gehen, welche ebe die kurzwelligen ultravioletten Strahlen (LENARD, RAMSAUER) im Sinne d stehung von Kondensationskernen wirken. Eine Zunahme von Fremdpa müßte aber nach BUSCH im nämlichen Sinne wirken wie eine Steigerung de intensität. Die Vergleichung der durchschnittlichen Punktabstände für pos in den Jahren stärkerer Sonnentätigkeit mit denen von 1911 scheint allerdin Teil wenig geeignet zur Stütze der Theorie. Anderseits führte die für $h =$ für den Durchschnitt mehrerer Jahre durchgeführte harmonische A JENSEN[3]) zum Ergebnis einer jährlichen Doppelwelle mit Zeitpunkten Maxima, die denen der Nordlichthäufigkeit nahe liegen. Letztere wurd ARRHENIUS und EKHOLM durch die wechselnde Lage der Erde zu den f reichen Gegenden der Sonne im Jahresturnus erklärt. Die harmonische A der Tortosawerte der für 90° Sonnenabstand geltenden Pol.-Größe führte QUIST[4]) zu dem nämlichen Ergebnis. Merkwürdigerweise entsprechen al Maxima nahezu den Sonnenabstands-Maximis und nicht den Minimis. Dies s wenn man nicht eine hier völlig unverständliche Phasenverschiebung an will, alles illusorisch zu machen. STEENQUIST erklärt, eine Kondensatio lichkeit in den in Frage kommenden Höhen ablehnend, die Vermehru Pol.-Größe durch Erhöhung der Zahl der gegen λ kleinen Partikeln. Wen die Verhältnisse im Experimentierraum nicht ohne weiteres auf die ausge Atmosphäre übertragen werden dürfen und wenn vor allem wohl die Höh der Fremdkörperchen ins Gewicht fallen kann, so wirkt doch diese Auff

[1]) M. A. BOUTARIC, l. c. 1918.
[2]) J. MAURER, s. vor allem Astron. Nachr. Bd. 201, Sp. 247. 1915, Bd. 203, Sp. 9 1916; sowie Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 429. 1916.
[3]) CHR. JENSEN, Mitt. Ver. Freund. d. Astr. u. Kosm. Phys. 1919, S. 37—49.
[4]) D. STEENQUIST, l. c. 1916

STEENQUISTS befremdlich im Hinblick auf das Ergebnis BOUTARICS, daß die Vermehrung der Zahl der gegen λ kleinen Teilchen bei Erhöhung der Extinktion die Polarisationsgröße unverändert läßt. — Schließlich ist bei der Diskussion der Beziehung von P zur Sonnentätigkeit die von CARRINGTON nachgewiesene mit der Fleckenperiode parallel gehende Verschiebung der Lage der Hauptfleckenzonen nicht zu vernachlässigen.

f) Die Dämmerungserscheinungen.

15. Allgemeine Übersicht über die Erscheinungen. Die Fülle der mit dem Sammelnamen Dammerungserscheinungen[1]) bezeichneten Phänomene ist so groß, daß von vornherein nur daran gedacht werden konnte, das Allerwichtigste zu nennen. Im Gegensatz zu den vorher erörterten Phänomenen, die sich im wesentlichen nur auf instrumentalem Wege verfolgen lassen, kann bei den auch durch allgemeine atmosphärische Trübungen veränderten Dämmerungserscheinungen schon die systematische Verfolgung mit bloßem Auge von hohem Wert sein, wobei nur an die Beobachtungen von BUSCH[2]), DORNO[3]), GRUNER[4]), MAURER[5]) PLASSMANN[6]) und M. WOLF[7]) erinnert sei. Die Verknüpfung solcher Beobachtungen mit denen der variablen Intensität des aschgrauen Lichtes der Mondscheibe lassen nach PLASSMANN[8]) wichtige Schlüsse auf den atmosphärischen Reinheitsgrad zu. Allerdings dürfte vor allem die bereits von v. BEZOLD befürwortete, von GRUNER begonnene photometrische Verfolgung der Phänomene die Erkenntnis der Zusammenhänge fördern. Bei all diesen Problemen spielt die wirksame Höhe der Atmosphare eine ausschlaggebende Rolle, und mit Recht weist v. BEZOLD darauf hin, daß bei den bisherigen Messungen die falsche Voraussetzung bestanden habe, die Grenze zwischen dem hellen und dunklen Teil des Himmels sei durch die Lage der höchsten die Lichtreflexion zulassenden Teilchen bedingt, ohne die geringste Berücksichtigung der Absorption. Hier mußte die Photometrie einspringen.

Was die äußere Erscheinung betrifft, so gilt die ein Durchschnittsbild aller bis dahin bekannten Erscheinungen gebende v. BEZOLDsche[9]) Beschreibung, an die sich mehr oder weniger diejenigen von KIESSLING[10]), MIETHE und LEHMANN[11]), PERNTER und EXNER anlehnen, mit Recht als mustergültig in ihrer Klarheit und Anschaulichkeit. Von dem Gedanken ausgehend, daß die weitere Forschung vielfach völlig neue Verhältnisse kennenlernte, die stark von denen abweichen, auf welche sich v. BEZOLDS Schilderung bezieht, hat GRUNER[12]) mit

---

[1]) Wohl sämtliche wichtigen Arbeiten s. bei P. GRUNER, l. c Anm. 1, S. 71.

[2]) FR BUSCH, Meteorol ZS. 1885, 1888, 1908 u. 1910, Programmschr. kgl. Laurentian. Arnsberg 1887 usw

[3]) C. DORNO, Meteorol. ZS. 1917 u Veröffentl. preuß. Met. Inst. Bd. 295, Nr. 5, S. 1 bis 67. 1917.

[4]) P GRUNER, Mitt d Nat. Ges. Bern 1904—1910 u 1913; Arch. sc. phys. et nat. 1914, 1916, 1918; Meteorol. ZS 1917, Beitr Phys. fr. Atm 1918; Astron. Nachr. Bd. 210, Sp. 13—14. 1920.

[5]) J. MAURER, Meteorol. ZS. 1898, 1899, 1915 usw. (über die zur Tagdämm. gehörenden Ringphänomene s. später).

[6]) J. PLASSMANN, Astron Nachr Bd 192, Sp. 203. 1912, Beob. Zirk. Astron. Nachr. Nr. 31, 6 Okt. 1921; Ann. d. Hydrogr. Bd. 52, S. 15ff. 1924.

[7]) M. WOLF, Meteorol. ZS. 1903, 1908, 1912, 1916 u. 1919; Astron. Nachr. Bd. 178, 192, 202, 203, 208, 214 u. 215; Vierteljschr. d. Astron. Ges. 1900—1924.

[8]) J. PLASSMANN, Astron. Nachr. Bd. 222, Sp. 111. 1924

[9]) W. v. BEZOLD, Ann d. Phys. Bd 123, S. 240—275. 1864.

[10]) J. C. KIESSLING, Untersuchungen über Dämmerungserscheinungen usw. Hamburg u. Leipzig 1888.

[11]) A. MIETHE und E. LEHMANN, Meteorol. ZS Bd 26, S. 97—114. 1909.

[12]) P GRUNER, Mitt d. Nat. Ges. Bern 1915, S. 264—312. 1916.

großem Geschick eine alle bekannten Verhältnisse berücksichtigende Umarbeitun genannter Beschreibung versucht. Erstrebt wurde vor allem eine scharfe, jed Mißverständnis ausschließende Begriffsbildung. Berücksichtigt wurde bei de Behandlung der Lichtwirkungen der Farbton, der Färbungsgrad (Nuance), d Lichtstärke (Intensität), die allgemeine Beschaffenheit (Charakter). Bezüglic der räumlichen Verteilung scheidet GRUNER zwischen genau bezeichneten Punkte des Himmelsgewölbes, Stellen in ihrer näheren oder weiteren Umgebung un mehr oder weniger scharf abgetrennten Teilen des Himmelsgewölbes (Streife Strahlen, Schein). Dies findet Anwendung auf die äußerst mannigfaltige sowohl für den Morgen wie für den Abend geltenden Phänomene. Die Gruppierun umfaßt aber nicht nur die „bürgerliche" (abends am Ende des ersten Purpurlichte morgens bei dessen Aufgang beginnend), die „astronomische" (abends m Untergang des Hauptdämmerungsbogens endend, morgens umgekehrt) und d infolge der SCHMIDschen[1]) Untersuchungen neuerdings stärker beachtete „Nach dämmerung" sowie das durch die zurückgeworfenen Dämmerungsfarben en stehende Alpenglühen, sondern auch die schon bei höherem Sonnenstand eintr tende „Tagdämmerung". Abgesehen von den bei einer Sonnenhöhe von höchste 10 bis 15° erscheinenden farbigen Horizontalstreifen kommt hier auch der scho länger bekannte, von CHR. WIENER durch Reflexion und Beugung der Sonne strahlen an Wassertropfen und Eiskristallen erklärte, neuerdings durch die vo MAURER[2]) aufgedeckte nahe Beziehung zur Sonnentätigkeit stärker beachtet die Sonne umgebende sog. „solare Schein" in Frage. Die genauere Besprechun desselben muß aber ebenso wie die des BISHOPschen Ringes auf das nächst Kapitel verschoben werden, obgleich beide in mehr oder weniger enger Beziehun zu den späteren Dämmerungsphasen stehen. Nicht aufgenommen in das Schem sind die von JESSE[3]) entdeckten leuchtenden Nachtwolken. Diese sind, wi es scheint, nicht zu verwechseln mit dem von KAISER[4]) beschriebenen Danzig Phänomen vom Juni 1922. Nach ihm wäre das Leuchten dieser, ebenso wie d im Dezember 1921 und Januar 1922 in Deutschland bzw. in Südafrika beo achteten „hellen Streifen am Nachthimmel", durch eine Phosphoreszen schwefelhaltiger, auf einen chilenischen Vulkanausbruch im Dezember 1921 z rückgeführter Substanzen[5]) zu erklären. Die von O. JESSE 1885 zuerst beo achteten und von ihm gemeinsam mit STOLZE in den Sommermonaten 188 bis 1890 photogrammetrisch (Höhen zwischen 70 u. 80 km: die allmählich Höhenzunahme evtl. durch Zunahme der Meßgenauigkeit bedingt) verfolgte in bläulichweißem Lichte strahlenden Wolken wurden wegen ihrer Stellung a Rande des Hauptdämmerungsbogens sowie ihres Spektrums durch Reflexio [nach H. v. HELMHOLTZ[6]) diffuse Reflexion] der Sonnenstrahlen erklärt, gehöre also fraglos zu den Dämmerungserscheinungen. Nach allmählichem Verblasse wurde dies Phänomen in neuerer Zeit mehrfach beobachtet, so 1890 (BUSC M. WOLF u. a.), 1909 (STÖRMER), 1914 (BATTERMANN), 1917, 1920 bzw. 192

[1]) FR. SCHMID, Meteorol. ZS. Bd 33, S 247—257. 1916; Verh Schweiz. Nat. Ge Zürich Bd. 2, S 106—120. 1917/1918; s darüber J MAURER, Meteorol ZS. Bd. 32, S. 49 – 5 1915

[2]) J MAURER, Astron. Nachr Bd 201, Sp. 247. 1915, Bd. 203, Sp 99—100. 191 Meteorol ZS Bd. 33, S. 429 1916, Mitt. Phys. Ges. Zürich Nr. 18, S 103 – 111 1916 (s. au Meteorol ZS. Bd. 32, S 114 1915)

[3]) O. JESSE, s besonders Meteorol. ZS. zwischen 1887 u 1891; Berl Ber 1890 u 189

[4]) FR KAISER, Astron. Nachr. Bd. 216, Sp. 92. 1922 u. Bd. 222, Sp 107 – 110 192

[5]) J. HARTMANN, Astron. Nachr. Bd 216, Sp 89—90. 1922; M WOLF, l c Bd 22 Nr 5279 (auch Bd 214, Sp. 70. 1921)

[6]) R v. HELMHOLTZ, Meteorol. ZS 1887, s auch W FOERSTER, Von der Erdatmosphä zum Himmelsraume Berlin u. Leipzig H. Hillger 1906 (vor allem hinsichtlich der B ziehungen zur Jahreszeit und geographischen Breite).

(A. WEGENER). HULTÉN[1]) bemerkt, daß die Erscheinung immer erst 1 bis 2 Jahre nach starken Ausbrüchen beobachtet wurde, und bringt wohl fälschlich das bis dahin auf eine besondere kosmische Ursache zurückgeführte Phänomen[2]) vom 30. Juni 1908 mit dem von ihm festgestellten starken Ausbruch eines Vulkans (von ihm Ksudatch benannt) auf Kamtschatka am 29. März 1907 in Verbindung. Eine nahe Beziehung zu Vulkanausbrüchen ist überhaupt fraglich geworden. Auch die Natur der lichtreflektierenden Teilchen ist durchaus ungeklärt. A. WEGENER[3]) vertritt auch neuerdings[4]) die Auffassung, daß Hochzirren, d. h. Eiswolken, in Frage kommen, die sich zu gewissen Zeiten in Höhen von 70 bis 80 km bilden. Die Verteilung der Gase nach dem Diffusionsgleichgewicht im WEGENERschen Sinne könnte wohl das Vorhandensein von Kondensationsprodukten des Wasserdampfes in jenen Höhen verständlicher machen, und das Fehlen der — allerdings von WEGENER evtl. bejahten (Meteorol. ZS. 1925, S. 404) — Halophänomene wäre vielleicht durch die durch die ins Rötliche spielende Farbe (s. R. v. HELMHOLTZ, Met. ZS.) angezeigte Kleinheit der Teilchen genügend erklärt. Allerdings werden der WEGENERschen Theorie durch die neueren Untersuchungen des Polarlichtspektrums ernstliche Schwierigkeiten bereitet und die Erklärung der anomalen Schallausbreitung scheint der Annahme der in Frage kommenden Schichtgrenzen entraten zu können. Gegen das Fehlen eines Massenaustausches jenseits der Troposphäre sprechen auch die durch die Formänderungen und Verbreiterungen der leuchtenden Meteorbahnen angezeigten turbulenten Strömungen (s. W. SCHMIDT, Probl. d. Kosm. Physik Bd. 7, S. 54ff. 1925). Ohne die Annahme der WEGENERschen Schichtgrenzen bleibt allerdings das scharfe Verschwinden der verschiedenen Dämmerungsbogen (s. vor allem den Hauptdämmerungsbogen) schwer verständlich, und WEGENER hat auch andere beachtenswerte, sich auf das Polarlichtphänomen beziehende Argumente zugunsten seiner Theorie angegeben (s. ds. Handb. Bd. XI, S. 161). Unter Hinweis auf Untersuchungen von B. DAVIS und C. EDWARDS versuchte JARDETZKY[5]) die Bildung der nötigen Wasserdampfmengen durch Bestrahlung von Knallgas durch von der Sonne emittierte Elektronen zu erklären, dabei auf das — für einen großen Teil der Beobachtungen zuzugebende — zeitliche Zusammenfallen mit Perioden stärkerer Sonnentätigkeit hinweisend. Aber selbst unter der Voraussetzung genügender Mengen von H (ds. Handb. Bd. 11, unter S. 159ff.) und der Gültigkeit der A. WEGENERschen Berechnungen über die vertikale Verteilung der Gase bliebe die Schwierigkeit bestehen, daß die Verteilung der Volumenprozente von H und O im Verhältnis 2:1 schon bei sehr geringer Höhenänderung eine davon völlig verschiedene würde (s. Tabelle 5 l. c. S. 161). VEGARD[6]) bringt das Phänomen mit seinen heute kaum mehr haltbaren (s. das Polarlicht in diesem Band) Vorstellungen über das Vorhandensein fester, phosphoreszenzfähiger N-Kristalle und mit dem von LINDEMANN und DOBSON behaupteten oberen Häufigkeitsmaximum des Aufleuchtens der Meteore (s. dazu A. WEGENER, Met. ZS. 1925, S. 402ff. und ANGENHEISTER, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 72, Anm.) in Zusammenhang. — Was die Nachtdämmerung betrifft, so ist schon auf einen Bericht H. B. DE SAUSSURES zu verweisen, in welchem er den bei seinem Aufenthalt auf dem Col du Géant (Juli 1788) von Sonnenunter- bis Sonnenaufgang beobachteten

---

[1]) E. HULTÉN, Geol. Foren. Forhandl. Bd. 46, H. 5. 1924.
[2]) M. WOLF, Meteorol. ZS. Bd. 25, S. 556ff. 1908 u. Astr. Nachr. Bd. 178, Sp. 297. 1908.
[3]) A. WEGENER, Thermodyn. d. Atm.; Phys. ZS. Bd. 12, S. 170ff. u. 214ff. 1911 usw.
[4]) A. WEGENER, Meteorol. ZS. Bd. 42, S. 402ff. 1925.
[5]) W. JARDETZKY, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 310ff. 1926.
[6]) L. VEGARD, Phil. Mag. Bd. 46, S. 193ff. 1923; Bd. 46, S. 577ff.; Naturwissensch. Bd. 13, S. 541ff. 1925; Phys. ZS. Bd. 25, S. 689. 1924.

Dämmerungsschein erwähnt[1]), ferner auf ähnliche Berichte von BRAVAIS sowie von HELLMANN[2]). In neuerer Zeit konstatierte Fr. SCHMID in Oberhelfenswil (Schweiz), daß dort sogar Ende September bzw. Anfang Oktober der noch stundenlang zu verfolgende Rest des sommerlichen Dämmerungsbogens vorhanden ist, und A. WEGENER[3]) verfolgte den mehr bläulichen Nachtdämmerungsbogen (Untergang) in Grönland bis zu Sonnendepressionen von gut 25°. SCHMIDS jahrzehntelange Beobachtungen[4]) ergaben derartig innige Zusammenhänge zwischen Zodiakallicht und Dämmerung, daß zwingend erscheinende Beweise auch GRUNER zur Einverleibung des Zodiakallichtes in die Dämmerungsphänomene führten. In diesem Zusammenhange sei zunächst nur an die jährliche und nächtliche Eigenbewegung des Zodiakallichtes und an die Existenz des Mondzodiakallichtes hingewiesen, das schon von JONES beobachtet war, und dessen Erklärung große Schwierigkeiten bieten dürfte, wenn man nicht zur Annahme bei der Erde liegender lichtreflektierender Massen greift. Die negative Parallaxe scheint heute der Theorie keine ernstlichen Schwierigkeiten mehr zu bieten (FR. SCHMID, Probl. d. Kosm. Phys. Bd. XI. 1928 bei H. Grand in Hamburg). Hier muß allerdings auf die Behandlung des Zodiakallichtes verzichtet werden.

16. Die Abenddämmerung. Als charakteristisch für das gesamte Dämmerungsphänomen gilt das Hauptpurpurlicht, was wohl eine etwas eingehendere Erörterung rechtfertigt. Wenn abends am Osthimmel die Scheitelhöhe des die farbige Gegendämmerung mehr und mehr einengenden aschgrauen, vielfach einen Stich ins Stahlblau aufweisenden Erdschattens bis auf eine etwa zwischen 4 und 8° liegende Höhe gewachsen und am Westhimmel das helle Segment mehr und mehr gesunken ist, tritt bei einer meist zwischen 2 und 3° liegenden Sonnentiefe in etwa 25° Höhe überm Horizont das auch nach GRUNERS Untersuchungen fast immer in Verbindung mit dem sog. klaren Schein (grünlichblau über der sich dem Horizont nähernden Sonne, gegen die er mehr und mehr zurückbleibt) stehende Hauptpurpurlicht auf. Bei sehr reinem Himmel kann man es bei Annäherung an das „scheinbare" Intensitätsmaximum in nahezu kreisförmiger Gestalt sehen, die unter beständigem Wachsen des Durchmessers allmählich hinter das gelbe Segment hinabzugleiten scheint. In ganz seltenen Fällen (ARCTOWSKI gelegentlich der belg. Polarexped., RICCÒ in Palermo) wurde es als breiter, rosafarbener, den weißlich erscheinenden Himmel umgebender Kreisbogen beobachtet. Aus einer Zusammenstellung neuester und einiger älterer Beobachtungen wurde die Schlußfolgerung nahegelegt, daß es jedenfalls nach Überschreiten des Maximums um so höher reicht, je niedriger der Beobachter steht. Fraglich erscheint, ob es sich dabei um eine parallaktische Wirkung oder um eine solche des atmosphärischen Reinheitsgrades handelt. DORNO fand für den November 1911, 1913, 1915 und 1916 für das Intensitätsmaximum die Höhen von 46, 40, 40 und 54°. Bemerkenswert ist, daß DORNO im Gegensatz zu v. BEZOLD, BUSCH und RIGGENBACH in Davos den *Ba*-Punkt nie im Maximum der Röte des Purpurlichtes, sondern stets viel niedriger fand. Wohl aber standen seine Ergebnisse über die Ringphänomene in guter Übereinstimmung mit den RIGGENBACHschen Resultaten hinsichtlich des engen Zusammenhanges zwischen den Maßen des Purpurlichtes und des BISCHOP-

[1]) H. B. DE SAUSSURE, Voyages dans les Alpes Bd. 4, Kap. 9, S. 298ff. (das ganze Werk in 8 Bänden zwischen 1787 und 1796 erschienen).

[2]) A. BRAVAIS, Ann. météor. France pour 1850, S. 185ff; G. HELLMANN, ZS. d. österr. Ges. f. Met. Bd. 19, S. 56ff, 162ff. 1884.

[3]) A. WEGENER, Wiener Ber. Bd. 135, IIa, S. 323ff. 1926.

[4]) FR. SCHMID, Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 9, 1909 u. Bd. 11, 1911 (S. 112—131); Arch. sc. phys. et nat. Bd. 39, S. 149ff., 237ff. 1915; Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 247ff. 1916 usw.; s. darüber auch J. MAURER, Met. ZS. Bd. 32, S. 49—56. 1915.

Tabelle 28.

Beobachter	Zeit	Ort	Beginn	Maximum	Ende
NECKER	Juni 1833 bis November 1838	bei Genf	— 4,1°	—	— 5,8°
BRAVAIS	1841—1844	Faulhorn	— 2,6°	— 4,4°	— 6,4°
v. BEZOLD	15. Oktober 1863 bis April 1864	München?	—	— 4,4°	— 6,0°
HELLMANN	1876—1877	Spanien	— 3,8°	— 4,3°	— 6,0°
RICCÒ	1884	Palermo	—	—	— 9,5°
RIGGENBACH	1884—1885	Basel	— 3,1°	— 4,0°	— 6,0°
BUSCH	1886	Arnsberg	— 2,7°	— 3,7°	— 5,4°
BUSCH	1887	Arnsberg	— 2,3°	— 3,6°	—
J. MOELLER	1903—1904	auf See	— 3,2°	—	— 6,8°
MIETHE u. LEHMANN	Winter 1908	Assuan	— 1,8°	— 3,0°	— 6,3°
GRUNER	1903—1916	Bern	— 2,3°	— 3,8°	— 5,2°
DORNO	November 1911	Davos	— 1,7°	— 4,3°	— 5,5°
DORNO	Ende Oktober 1911 bis Anfang Dezember 1912	Davos	— 2,1°	— 3,6°	— 5,1°
DORNO	November 1913	Davos	— 2,9°	— 4,3°	— 5,7°
DORNO	November 1915	Davos	— 3,0°	— 4,0°	— 5,6°
DORNO	November 1916	Davos	— 2,2°	— 4,1°	— 5,7°
MEYER und MOSER	Spätsommer 1916	Piz Languard	— 2,4°	— 3,8°	— 5,9°
		und a. d. Faulhorn	— 1,8°	— 3,7°	— 6,2°
SMOSARSKI	1914—1920	Warschau	— 3,0°	— 3,6°	— 5,2°

schen Ringes. Hin und wieder tritt an die Stelle der gewöhnlichen Form des Purpurlichtes eine deutliche Fächerform, mit abwechselnden roten und blaugrünen Strahlen, wobei sich auch schwächere Phänomene leichter bemerkbar machen. Nicht so ganz selten weist auch die Gegendämmerung solche Strahlen auf, bei denen SMOSARSKI[1]) eine Beziehung zur Sonnentätigkeit — magnetische Charakterzahlen — vermutet, wobei er an die häufiger im Zusammenhang mit Polarlichtern beobachtete Wolkenbildung denkt. Werden solche zu gleicher Zeit mit den Purpurlichtstrahlen beobachtet, so erscheinen sie spiegelbildlich zu diesem und durchqueren gelegentlich (s. HEIM, Luftfarben) das ganze Himmelsgewölbe vom Osten bis zum Westen. Tabelle 28 gibt eine Übersicht über die von verschiedenen Beobachtern konstatierten Sonnentiefen für den Beginn, das scheinbare Maximum und das Ende des Hauptpurpurlichtes. Abgesehen von dem von RICCÒ[2]) zur Zeit der schweren Katmaistörung gemessenen großen Wert sieht man, daß die Abweichungen geringer für die Zeit des Maximums und des Erlöschens als für die des Beginns sind. DORNO macht auf die besonders gute Übereinstimmung hinsichtlich des Beginns zwischen Assuan (Winter 1908) und Davos im November 1911 aufmerksam und möchte sie wohl auf die verhältnismäßig große Luftreinheit beider Orte zurückführen. Die gegenüber dem Morgen geringe Dauer des Purpurlichtes am Abend wird von MIETHE und LEHMANN durch die Ermüdung des Auges erklärt[3]). GRUNER[4]) zeigte, daß von einer Zunahme der Intensität bis zum scheinbaren Maximum meist keine Rede sein kann, daß vielmehr die photometrische Intensität mit sinkender Sonne rasch abnimmt, ungefähr in Form

[1]) W. SMOSARSKI, C. R. Société Scienc. de Varsovie Bd. 10, S. 939—963. 1917. — Études mét. et hydr. Fasc. 4, S. 78. 1927.

[2]) A. RICCÒ, Extratto degli Annali della Meteorologia Italiana Rom 1887, S. 214.

[3]) Bezüglich der Qualität der Dämmerungsempfindung s. E. SCHRÖDINGER, Naturwissensch. 1925, S. 373ff.

[4]) P. GRUNER, Arch. sc. phys. et nat. Bd. 38, S. 335—336. 1914; Meteorol. ZS. Bd. 31, S. 518—519. 1914; Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, S. 1—28. 1918.

Tabelle 29.

Sonnentiefe	Reduzierte photometrische Intensität				Verhältnis der Intensität zum	
	Rot	Orange	Gelb	Grün	Rot	Orange
3,3°	100	100	100	100	1,00	1,00
3,5°	66	66	63	60	1,10	1,10
4,0°	43	41	37	35	1,23	1,17
4,5°	25	24	20	20	1,25	1,20
5,0°	14	11	11	12	1,17	0,92
5,5°	9	6	6	8	1,12	0,75

einer Exponentialkurve, daß allerdings das Tempo des Abfalls vor Eire
des Maximums sich um so mehr verlangsamt, je prächtiger die Farbe sic
nach entfaltet. Nur bei ganz starken Lichtern kann es im Rot zu einem
lichen Anstieg kommen. Als charakteristisch für die visuelle Intensität
sich das zuerst zu- und hernach abnehmende Verhältnis der photometr
Intensität von Rot zu Grün. Daß dies tatsächlich wesentlich bestimmen
zeigt die den Mittelwerten von 5 verhältnismäßig guten Reihen entspre
Tabelle 29, in der außer den reduzierten Intensitäten das Verhältnis vo
($\lambda = 645$ mμ), Orange ($\lambda = 605$) und Gelb ($\lambda = 565$) zu Grün ($\lambda = 525$) b
schiedenen Sonnentiefen angegeben ist. Einen ähnlichen Verlauf zeigen die K
auch für nicht mit der hellsten Stelle des Purpurlichtes zusammenfallende
melsstellen, indem das Verhältnis von Rot zu Grün im allgemeinen mit d
näherung an den Horizont wächst. Solche Messungen wurden von DOR
verschiedenen überm Horizont liegenden Punkten ausgeführt und zeigt
24. November 1916 noch bei 4,5° Sonnentiefe eine im Grün zwar unbedeuten
Rot jedoch stärkere Intensitätszunahme. Das Maximum von hr/hg fand er in
schon vor dem Purpurlichtmaximum; anderseits war unverkennbar, daß im
meinen der Rotgehalt des Zenitlichts mit dem des Purpurlichts steigt un
Bemerkenswert ist, daß das Maximum von letzterem in dem durch kräftiger
ter ausgezeichneten Herbst später erreicht wurde als im farbarmen Frühl
Während die Beziehung des Purpurlichts zu besonderen Wetterlagen du
Untersuchungen von RIGGENBACH und GRUNER (für die Schweiz das Au
gut ausgebildeter Hauptpurpurlichter an die Existenz einer stärkere Gra
aufweisenden Antizyklone im SW Europas gebunden) schon länger bekan
ist die genauere Kenntnis des von der Jahreszeit abhängigen Einflusses a
Stärke des Hauptpurpurlichtes und damit der wesentlichsten Dämme
phänomene die Frucht neuerer Zeit. Dabei würde dieser Einfluß nach D
eingehender Analyse den der besonderen meteorologischen Bedingungen
ragen. Daß bei den Dämmerungsphänomenen und speziell beim Purpurli
Kondensationsprodukte des Wasserdampfes eine große Rolle spielen, ist
mehr zweifelhaft. Zu wenig Beachtung fand offenbar der v. BEZOLDsche H
auf die größere Kondensationswahrscheinlichkeit in den nicht mehr v
Sonne beschienenen Teilen der Atmosphäre. Die von RICCÒ und von RIGGEN
gefundenen und von DORNO bestätigten Beziehungen der Rosadämmeru
Luftdruck und zur Temperatur (s. RICCÒ) sprechen stark für die Abhän
von Kondensationsprodukten. — Längst bekannt ist die durch besonder
bungen gesteigerte Intensität sämtlicher Dämmerungserscheinungen. V
setzung dabei ist, daß sich die Troposphäre der gröbsten lichtabsorbie
Fremdpartikel entledigt hat. Hier hat man es mit einem Wechselspiel v
Pracht der Phänomene steigernden und herabdrückenden Wirkungen z
wie es reichlich durch DORNO erwiesen werden konnte. Bezüglich der K

[1]) A. RIGGENBACH, Verh. d. Naturf. Ges. Basel Bd. 8, 1886 u. Habil.-Schr.

trübung betonte letzterer 1913 die Notwendigkeit, wohl zwischen dem derberen Staub und der Begleiterscheinung, den ungewohnten lichten Stratusschichten zu unterscheiden. Diese hat WIGAND[1]) direkt in Höhen von mehr als 7000 m (28. September 1912 und 5. Januar 1913) nachgewiesen. — Auch ein Zusammenhang zwischen der Intensität der Purpurlichter und der Sonnentätigkeit ist durch die DORNOschen und GRUNERschen Untersuchungen wahrscheinlich geworden. Berücksichtigt man aber die gegenüber der ca. 11jährigen Sonnenperiode immer noch kurze Zahl der Beobachtungsjahre und den starken Einfluß meteorologischer Faktoren, so ist natürlich noch große Vorsicht geboten. Um so beachtenswerter ist es, daß die Intensität des Purpurlichtes nach GRUNER bis zu einem gewissen Grade die 26,5tägige Periode der Sonnenflecken mitzumachen scheint. — Nur in Störungszeiten macht sich das, z. B. 1884 und 1885 von RIGGENBACH sehr oft beobachtete, 2. Purpurlicht bemerkbar, und es ist sehr wertvoll, daß die genaue Verfolgung der Vulkanliteratur nachträglich eine Erklärung für die von v. BEZOLD zum Teil beobachtete besondere Farbenpracht und für das Auftreten des 2. Purpurlichtes finden ließ. Da das gegenüber der geringen Sonnendimension weit ausgebreitete Hauptpurpurlicht als Lichtquelle für das 2. Purpurlicht in Frage kommt, kann es hier nie zur Bildung von Dämmerungsstrahlen kommen. Ganz ausnahmsweise nur wurde ein 3. Purpurlicht beobachtet, so von RICCÒ. — Die Theorie des Purpurlichtes steht noch mitten in der Entwickelung. Für die Erklärung der Abendröte sowie auch der Färbung der Sonne selber zog LOMMEL die gewöhnliche Beugung (sog. Randbeugung) heran[2]). Ausgebaut wurde die Beugungstheorie für das Purpurlicht durch KIESSLING und vor allem durch PERNTER[3]). Die eigentümliche Form des zur Sonne exzentrisch liegenden Hauptpurpurlichtes führte PERNTER auf die Beugung der Sonnenstrahlen in einer über der Erde liegenden Schicht zurück, in welcher die Partikel verschiedener Größe so übereinander geschichtet sind, daß die größeren unten, die kleineren oben liegen. DORNO zieht auf dem Boden der PERNTERschen Theorie Schlüsse auf die Höhenlage und die Größe der in verschiedenen Perioden (zwischen 1911 und 1918) auftretenden Störungsschichten, die vielfach mit den Ergebnissen sonstiger optischer Messungen gut übereinzustimmen scheinen. Unter der Annahme, daß nur die direkte Sonnenstrahlung in Frage kommt, berechnete er nach einer von RIGGENBACH angegebenen Formel Grenzwerte für die Höhe H der das Purpurlicht erzeugenden Schicht. Die Formel lautet:

$$H = 2\,R u (1 - u), \quad \text{wo} \quad u = \left\{\frac{\sin\frac{\delta}{2}\cdot\sin\left(h + \frac{\delta}{2}\right)}{\sin(h + \delta)}\right\}^2$$

ist, und wo δ der um die Horizontalrefraktion verminderten Sonnentiefe, h der scheinbaren Höhe des oberen bzw. unteren Randes des Purpurlichtes und R dem Erdradius entspricht. — GRUNER[4]) verweist vor allem darauf, daß die Beugungstheorie nicht imstande ist, den bereits von NECKER betonten Zusammenhang zwischen Purpurlicht und Gegendämmerung aufzuklären, und daß sie auch bei der Erklärung des Nachpurpurlichtes versagt. Demgegenüber betont er besonders die große Bedeutung der Lichtdiffusion, diejenige der Beugung vielleicht zu sehr herabsetzend, allerdings nicht ganz außer acht lassend. Recht scheint er aber jedenfalls darin zu haben, daß für die Lichtstärke und die Färbung des Purpurlichtes nicht so sehr die Natur derjenigen Schichten bestimmend ist, in

---

[1]) A. WIGAND, Meteorol. ZS. Bd. 13, S. 249—250. 1913.

[2]) E. LOMMEL, Pogg. Ann. Bd. 131, S. 105—117. 1867; Abhandlgn. Bayr. Akad. Wiss. Bd. 19, S. 451—508. 1897.

[3]) J. M. PERNTER, Meteorol. ZS. Bd. 7, S. 41—50. 1890, s. auch Met. Opt. v. PERNTER-EXNER.

[4]) P. GRUNER, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, S. 1—28. 1918.

denen sich das Phänomen durch Diffusion, oder Beugung bildet, wie die der unterm Horizont an der Sonnenstelle gelegenen Schichten, welche direkt von den Sonnenstrahlen durchsetzt werden. Zu diesem wichtigen Ergebnis gelangte er durch die photometrischen Untersuchungen. In Abb. 7a ist eine zur Erdoberfläche konzentrische Schicht angenommen, und es wird die beim Durchgang der Strahlen erzeugte Farbe natürlich um so mehr nach Rot verschoben (bzw. schließlich ganz ausgelöscht), je länger der Weg ist. Für *efg* ist in der sonst ohne weiteres verständlichen Abbildung eine völlige Auslöschung angenommen.

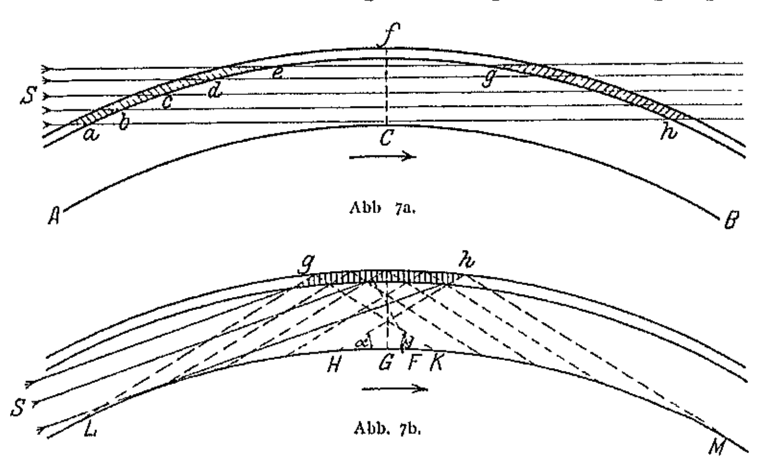


Abb. 7a.

Abb. 7b.

Wird die Schicht nach Durchgang durch die reine Atmosphäre zum zweiten Male getroffen, so entsteht nach GRUNER durch kräftige diffuse Zerstreuung einmal die Gegendämmerung, zum andern das Purpurlicht, je nach der Zeit, d. h. der Lage des Beobachters. Abb. 7b zeigt die nämliche Schicht für Beobachter mit verschiedener Sonnendepression. Für die Gesamtzerstreuung der in Frage kommenden Teilchen — kleinste, nach dem Gesetz $(1 + \cos^2\varphi)/\lambda^4$ wirkende und größere, bei denen Reflexion, Refraktion und Diffraktion zu berücksichtigen sind (s. wesentl. die Arbeiten von O. WIENER und die neueren von BLUMER und von POKROWSKI in der Zeitschr. f. Phys.) nimmt GRUNER weiter ein Maximum in der Richtung der einfallenden Strahlen und ein Minimum senkrecht dazu an. Hinzu kommt, daß Farbensättigung nur wahrzunehmen ist, wenn die Blickrichtung die Schicht *gh* in genügender Dicke durchquert. Daraus ist zu entnehmen, daß letztere den bei bzw. in der Nähe von *G* und *F* postierten Beobachtern unsichtbar bleibt, wogegen die zwischen *H* und *L* sowie jenseits *L* stehenden sie im Osten als Gegendämmerung, die zwischen *K* und *M* sowie jenseits von *M* stehenden sie im Westen als Purpurlicht sehen werden. Einen einzigen Beobachter kann man sich als mit der Erde über *L*, *H*, *G*, *F*, *K* nach *M* rotierend denken, während die Beleuchtung von *gh* durch die Sonne unverändert bleibt. Ein solcher würde der Reihe nach die verschiedenen Dämmerungsphasen, über Gegendämmerung und Erdschatten nach dem Purpurlicht hin, wahrnehmen. Bei *L*, unter dem Grenzwinkel α, würde das Aufsteigen des Erdschattens, d. h. die Einengung der Gegendämmerung, beginnen. — Unter weiteren, vereinfachenden Annahmen (Vernachlässigung mehrfacher Diffusion usw.) hat GRUNER[1]) für die kugelförmig geschichtete Atmosphäre mit einer Berechnung der Beleuchtung der

[1]) P. GRUNER, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, S. 120—156. 1919; s. auch seine mit H. KLEINERT zusammen verfaßte Dämmerungsmonographie, Bd. 10 der Probl. d. Kosm. Physik. 1927 bei H. Grand in Hamburg.

Atmosphäre auf der Grundlage des RAYLEIGHschen Zerstreuungsgesetzes begonnen. Die wirkliche Atmosphäre wurde durch vier übereinanderliegende homogene Schichten (bis zu $h = 4$, 12, 24 und 84 km) ersetzt. Die Anwendung auf das Purpurlicht steht noch aus. Unter Beschränkung auf die molekulare Diffusion einer idealen Atmosphäre berechnete KLEINERT[1]) für eine Sonnentiefe zwischen 0 und 6° die Helligkeitsverteilung im Grün und Rot. Hinsichtlich der Theorie der Dämmerungsphänomene steht EXNER auf dem Standpunkt, daß in einer quantitativ noch nicht zu übersehenden Weise sowohl die Beugung an größeren Teilchen (wesentl. an Kondensationsprodukte zu denken), als auch die Diffusion im RAYLEIGHschen Sinne in Frage kommt. Darauf deutet vielleicht auch der, wie es scheint, große Wechsel des Stärkegrades der Abhängigkeit des *Ba*-Abstandes vom Purpurlichtphänomen. Von großer Bedeutung für die weitere Entwicklung der Theorie sind die Untersuchungen H. BLUMERS[2]) über das Verhältnis der roten zur grünen Intensität in Abhängigkeit von Kugelgröße und Zerstreuungswinkel, wobei namentlich auf den sehr unregelmäßigen Verlauf der Rot/Grün-Kurven für verschiedene Durchmesser und das wichtige Ergebnis zu verweisen ist, daß bei größeren Teilchen die spektrale Verteilung nicht mehr unabhängig vom Zerstreuungswinkel ist. — Schließlich muß hier der vielfach beobachteten Asymmetrie des Purpurlichtes gedacht werden, ebenso wie die hinsichtlich der azimutalen Lage des Sonnenortes bemerkenswerten Anomalien der Lage des Dämmerungsscheines zu erwähnen sind, die nach FR. SCHMID in naher Beziehung zum Zodiakallicht stehen, das er durch die besondere Gestalt der Erdatmosphäre (stark abgeplattetes Rotationsellipsoid) bedingt ansieht. Hiermit im Zusammenhang könnte auch das von A. WEGENER abgeleitete (loc. cit. 1926) frühere Verschwinden des Hauptdämmerungsbogens in hohen Breiten stehen, das aber bei der geringen Zahl aller hierfür in Frage kommenden Beobachtungen sowie bei den großen Schwankungen der Einzelwerte (s. überhaupt die starke Abhängigkeit von met. Faktoren) noch mehr zu erhärten wäre, bevor es gerade nötig wäre, mit WEGENER eine tiefere Lage der von ihm gedachten Grenze zwischen *N*-Sphäre und Sphäre der leichteren Gase anzunehmen.

Erklärungsschwierigkeiten machte lange die Tatsache, daß der Erdschatten (abends) wesentlich rascher steigt, wie die Sonne sinkt. Schon vor längerer Zeit hatten PERNTER und EXNER[3]) im Hinblick auf die von v. BEZOLD in den Jahren 1863 und 1864 für gleiche Sonnenhöhen gefundenen verschiedenen Werte für die Höhenwinkel φ des Schattenrandes auf den offenbar nahen Zusammenhang der scheinbaren Bewegung mit dem atmosphärischen Zustand hingewiesen. Für die Erklärung der Bewegung des Erdschattens an sich ist weiter ihre Ablehnung einer noch von MOHN[4]) angenommenen äußersten Schicht lichtreflektierender Teilchen wichtig. Unter Ausschluß des den einzelnen Molekeln von allen übrigen zugestrahlten Lichtes wurden vielmehr unter Berücksichtigung der Lichtextinktion auf dem Weg von der Sonne zum diffundierenden Teilchen und von diesem zum Auge Integrale für die Himmelshelligkeit H in verschiedenen Höhen überm Horizont abgeleitet. Bei alleiniger Berücksichtigung direkter Sonnenstrahlung muß für ein bestimmtes φ $\delta H/\delta\varphi$ einen Sprung erleiden. Der weiter an der Hand geometrischer Betrachtungen auf angegebener Grundlage empfohlene Weg, um zu einer Erklärung der Erdschattenbewegung zu gelangen, kann — worauf DEMBER und UIBE hinwiesen — nicht zum Ziele führen, weil die Dimension der Schatten werfenden Erde in den angegebenen geometrischen

[1]) H. KLEINERT, Jahrb. d. Phil. Fakult. II d. Univ. Bern Bd. 1, S. 71–77. 1921.
[2]) H. BLUMER, ZS. f. Phys. Bd. 39, S. 195–214. 1926.
[3]) F. M. EXNER, Lehrb. d. Met. Opt.
[4]) H. MOHN, Hannband der Meteorol. ZS. 1906.

Beziehungen nicht vorkommt. Benutzt man aber diese, so ist nach ihne Sonnendepression und φ die Entfernung des Schattenrandes vom Auge geor bestimmt. Hier sei nur bemerkt, daß rein geometrische Überlegungen S KIS[1]) (Zeichnung der Sehstrahlen des Beobachters nach dem Schatte ergaben, daß der Erdradius — wie auch für Mondfinsternisse[2]) anzunehme um $^1/_{50}$ zu vermehren ist. — Führt man die Rechnung nach den Beobac daten aus, so ergibt sich nach DEMBER und UIBE[3]) das merkwürdige R daß sich der Schattenrand bei sinkender Sonne zuerst schnell vom Beo entfernt, um sich hernach wieder zu nähern. Eine Erklärung für die Ä der Entfernung finden sie in der Annahme, daß man den oberen Rand d schattens am Endpunkte der maximalen Sichtweite des dem Schattenra mittelbar anliegenden Schattenraumes sieht, und daß die durchaus r Helligkeit der in diesem Raum liegenden Luftmasse ein Maß für die Ent zwischen Auge und Schattenrand gibt (s. S. 104 u. 105). Die beobachteter keiten schienen die Theorie zu bestätigen. Das rasche Dunklerwerden des Sc würde demnach sein schnelles Emporsteigen bedingen. Der anfänglichen baren Entfernung entspricht eine Zunahme der absoluten Helligkeit, der mum letzterer, bei ca. $3^1/_2°$ Sonnentiefe (Beginn des 1. Purpurl.?), ein Ma der Entfernung. Bei Helligkeitsgleichheit von Schattenrand und angren Himmel muß der Schatten für das Auge verschwinden. — Schließlich ist a Stelle am besten des sog. grünen Strahls zu gedenken, der nicht mehr jektives Phänomen aufgefaßt werden kann, nachdem er des öfteren [anderen A. SCHUSTER[4])] bei Sonnenaufgang beobachtet wurde. Nach und ROUGIER[5]) hätte man es mit einer gemeinsamen Wirkung der n Dispersion und der Absorption des Wasserdampfes zu tun, wogegen von bei der Erklärung die anomale Dispersion zu Hilfe genommen wurde[6]

17. Die Nachtdämmerung. Die diesbezüglichen Beobachtungen von F HELLMANN, A. WEGENER, DE SAUSSURE und F. SCHMID wurden schon e Für einen im Sonnenazimut um 20° vom Horizont entfernten Punkt be FESSENKOFF[7]) in Charkow im Dezember 1915 und Januar 1916 zwischen tiefen von ca. 6 und 18,5° photometrisch die Flächenhelle. Der Loga der Helligkeit betrug für $h = -6{,}5°$ $+1{,}110$, für $h = -10{,}5°$ $-0{,}158$ $h = -18{,}5°$ $-1{,}837$. Zwischen $h = -6°$ und $-18{,}5°$ sank die Helligkeit $^1/_{1000}$. An seine Beobachtungen knüpfte FESSENKOFF unter der A konzentrischer, in sich homogener Luftschichten sowie der von A. W angegebenen vertikalen Temperaturverteilung Berechnungen über die o Eigenschaften (sog. Reflexionskraft) und die Dichte bis zu Höhen von Bei ausgesucht schönem Wetter photometrierten E. BAUER, A. DANJ P. LANGEVIN[8]) im August 1922 und 1923 auf dem Mont Blanc bis zu Sonn unter 18° die Zenithelligkeit. Für h niedriger als $-18°$ blieb die H nahezu konstant. Hervorgehoben wird der Parallelismus mit der FESS schen Kurve. — Es fragt sich nun, ob es sich bei der Nachthelligkeit um

[1]) W. SMOSARSKI, Soc Scient Poznan., Trav Commiss Sc. Math. Nat (S 49 - 83. 1921.

[2]) MEYER-BÜHRER, Mitt. d. Thurg. Nat. Ges. 1924, S 197 -233.

[3]) H DEMBER u M. UIBE, Ann. d. phys. Bd 62, S. 517ff. 1920; Meteorol. Z S 170 - 171 1920.

[4]) A SCHUSTER, Nature Bd. 95, S 8. 1915 (wie es scheint, 1914 u. 1915 besond Literatur über das Phänomen)

[5]) Siehe C. R. vom 26. Oktober 1920; s. auch T. CHABOT, Meteorol. ZS. Bd. 16, 1899

[6]) ad H JULIUS, siehe u a Meteorol. ZS Bd 19, S. 337—338. 1902

[7]) B FESSENKOFF, Astron Nachr. Bd. 220, Nr. 5259, Sp 33 42. 1924

[8]) E BAUER, A. DANJON u. P. LANGEVIN, C R Bd 178, S. 2115 2117 192

licht, oder um eine andere Lichtquelle handelt. Mit äußerst empfindlichen Apparaten von YNTEMA[1]), ABBOT[2]) und HUMPHREYS[3]) ausgeführte Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß die Gesamtheit des Sternenlichtes zu schwach war im Vergleich mit der tatsächlich beobachteten Helligkeit des Mitternachtshimmels[4]). Den Rest bezeichnete man mit Erdlicht, und dieses suchte man durch permanentes Polarlicht, durch eine Ionisation der höheren Luftschichten infolge des Bombardements von Meteorstaub usw. zu erklären[5]). Die Helligkeit desselben wurde zu rund $1/5 \cdot 10^{-8}$ derjenigen bei Zenitsonne angegeben. Im Jahre 1919 lenkte H. MEYER[6]) die Aufmerksamkeit darauf, daß man vermutlich bei der Diskussion der Frage die Aufhellung der das Sternenlicht absorbierenden Luft zu wenig berücksichtigt habe. — Untersuchungen über das Spektrum desNachthimmels scheinen in erster Linie geeignet zur Erkennung der Herkunft des Lichtes. Solche Untersuchungen wurden von Lord RAYLEIGH (d. Jüngeren[7]) und von DUFAY[8]) durchgeführt. Ersterer ging wegen der bei dem englischen Himmel nötigen langen Expositionszeiten von der Spektrographenmethode zu einer besonderen Methode farbiger Filter über. Von der grünen Nordlichtlinie, auf die er sein besonderes Augenmerk richtete, ist hier abzusehen. Sein Hauptergebnis besteht darin, daß Sonnenlicht, Mondlicht und Licht des Nachthimmels im wesentlichen die gleiche spektrale Verteilung zeigen. Sein Ergebnis des stärker „In-den-Vordergrund-Tretens" der Intensität kurzwelliger Strahlen bei der Abenddämmerung ist auf das PURKINJEsche Phänomen zurückzuführen. Umgekehrt ergaben die im Winter 1922 und Frühling 1923 von DUFAY in Montpellier bei einer Sonnentiefe von mehr als 20° in etwa 30° Zenitdistanz mittels des Quarzspektrographen ausgeführten Messungen, bei sonstiger völliger Übereinstimmung mit den Absorptionslinien der Abenddämmerung, gegen diese eine weiteres Hineinerstrecken in das Ultraviolett. Das vorherige Abbrechen des eigentlichen Dämmerungsspektrums sucht DUFAY dadurch zu erklären, daß die Strahlen größere Ozonschichten vor ihrer Zerstreuung nach dem Auge hin zu passieren haben. Daß für den Abbruch des ultravioletten Sonnenspektrums eine wesentlich größere Ozonmenge nötig ist, als wie sie von STRUTT[9]) in der Nähe der Erdoberfläche optisch erwiesen wurde, zeigten zuerst FABRY und BUISSON[10]). Daß die wesentlich in Frage kommende absorbierende Substanz jedenfalls oberhalb 9000 m liegt, erwiesen die WIGANDschen[11]) Messungen. Eine gewisse Abhängigkeit der Ozonabsorption von der Jahreszeit möchte GÖTZ[12]), der sich die besondere Aufgabe der Scheidung der Merkmale der Ozonabsorption von denen der Diffusion gestellt hat[13]), nicht nur aus den DORNOschen, sondern auch aus den von SÜRING

[1]) L. YNTEMA, Groningen, Gebroeders Hoitsema 1909. Referat von EXNER darüber s. Meteorol. ZS. Bd. 27, S. 370—372. 1910

[2]) C G. ABBOT, Ann Rep. Smithson. Inst. 1911, S. 64.

[3]) W. J. HUMPHREYS, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 273—278. 1912; Meteorol. ZS. Bd. 29, S. 470—473. 1912.

[4]) S auch J. MAURER, Meteorol. ZS. Bd. 16, S. 257—260 1899.

[5]) Siehe auch S. NEWCOMB u. VAN RHIJN, Publ. Astr. Lab Groningen 1921; s. auch Himmelswelt 1922, S. 27—28.

[6]) H. MEYER, Sirius 1919, S. 61—63.

[7]) Lord RAYLEIGH, Proc Roy. Soc London (A) Bd. 99, S. 10—18. 1921

[8]) J DUFAY, C. R. Bd. 176, S. 1290ff. 1923; Journ. de phys et le Radium Bd. 5, S 57 bis 59. 1924.

[9]) R. J. STRUTT, Proc Roy. Soc. London (A) Bd 94, S. 260. 1918.

[10]) CHR FABRY u. H. BUISSON, Astrophys Journ. Bd. 54, S. 297ff. 1921.

[11]) A. WIGAND, Verh. d D. Phys. Ges Bd. 15, Nr 21. 1913

[12]) F W P. GÖTZ, Die Sterne. Bd. V, S 189—195. 1925; Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. Bd. 13, S. 15—22. 1926; Das Strahlungsklima von Arosa, S. 51ff. Berlin: Julius Springer 1926.

[13]) S. dazu aber C. DORNO, Meteorol. ZS. Bd. 44, S. 385—386 und 462ff. 1927.

in Agra[1]) ausgeführten Messungen entnehmen. Für den ausgeprägten Jahresgang der Ultraviolettdurchlässigkeit in Davos müßten allerdings auch nach ihm andere Ursachen gesucht werden[2]). Auf alle Fälle ist aber wohl nicht mehr daran zu zweifeln, daß das Ozon in den höchsten, noch genügend Sauerstoff führenden Luftschichten zu suchen ist (nach J. CABANNES und J. DUFAY zwischen 45 und 50 km angenommen). Weitere Messungen im Sinne der DUFAYschen sind sicherlich sehr wichtig. Seine Messungen und die von STRUTT stehen jedenfalls durchaus nicht im Widerspruch mit der Ansicht SCHMIDS[3]), daß die astronomische Dämmerung mit einer Sonnendepression von +18° nicht abgeschlossen ist, sondern daß die optischen Vorgänge in hohen Atmosphärenschichten und im Zusammenhang damit die Tiefe des Nachtblau die ganze Nacht hindurch in Abhängigkeit von der Sonnendepression stehen. Dagegen, daß das Licht des Nachthimmels als ein letzter Rest von den höchsten, bereits außerhalb des Erdschattens liegenden Luftschichten kommt, schien Lord RAYLEIGH sein eigenes sowie auch BABCOCKS[4]) (a. dem Mount Wilson) Befund zu sprechen, daß das Licht sich bei weitem nicht so stark polarisiert erwies wie das Tageslicht. Hier ist aber zu bedenken, daß nach DORNOS[5]) Untersuchungen (s. auch BOUTARIC loc. cit.) durchaus mit der Möglichkeit einer depolarisierenden Wirkung genügend ausgedehnter, Verunreinigungen enthaltender Schichten zu rechnen ist.

---

[1]) R. SÜRING, Meteorol. ZS Bd 41, S 325ff. 1924.

[2]) C. DORNO, l. c. S. 286ff. Berlin 1919; Meteorol ZS. Bd. 36, S. 189–190. 1919; ebenda Bd. 44, S. 387. 1927; s. auch O. HOELPER, ZS. f. Geophys. Bd. 3, S. 192ff. 1927.

[3]) FR SCHMID, Sirius 1923; Beitr. z. Geophys. Bd. 11, S. 112ff. 1911; Arch. des. scienc. phys. et nat. vom März 1915 und ds. Handb. S. 142, Anm. 1.

[4]) H. D. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 50, S. 228ff. 1919 und R. J. STRUTT, ebenda S. 227–228.

[5]) C. DORNO, s. das große Werk 1919, S. 251—254

Kapitel 5.

Gelegentliche atmosphärisch-optische Erscheinungen.

Von

CHR. JENSEN, Hamburg.

Mit 1 Abbildung.

a) Erscheinungen der Brechung, Reflexion und Beugung des Lichtes an Wassertropfen und Eiskristallen sowie an anderen größeren Teilchen in der Atmosphäre[1]).

1. Allgemeine Übersicht. Zu behandeln sind hier die Haloerscheinungen, für welche EXNER den Namen Ringerscheinungen vorschlägt, wenn auch — wie bei den Lichtsäulen durch Sonne und Mond — gewisse nicht ringförmig angeordnete Phänomene dahin gehören, 2. die Kränze um Sonne und Mond (bzw. Planeten) sowie verwandte Phänomene und 3. der Regenbogen. Für 1 und 3 kommen nur feste oder flüssige Kondensationsprodukte des Wasserdampfes, für 2 prinzipiell auch andere Teilchen in Frage. Die früher gemachte Unterscheidung, wonach die Ringphänomene nur von Form und Lage der Eiskristalle abhängen, wohingegen die Kränze und der Regenbogen wesentlich durch die Größe der Wolkenelemente (bzw. and. Part.) beeinflußt werden, läßt sich nicht mehr aufrecht erhalten, nachdem es durch R. MEYER[2]) mehr als wahrscheinlich gemacht wurde, daß Eiskristalle erst von einer gewissen Größe ab Ringe erzeugen können (s. dazu allerdings S. 143), und daß sie vor Erreichung derselben Kränze erzeugen. Diese Schlußfolgerung ergab sich aus der aus einem Material von nahezu 800 Beobachtungstagen abgeleiteten Tatsache, daß Ringe und Kränze viel häufiger am gleichen Tage beobachtet werden, als sich bei zufälliger Verteilung erwarten läßt, daß sie aber, obgleich häufig am selben Tage, doch nur selten im selben Augenblick zu sehen sind. Es zeigte sich, daß die als Begleiter von Ringerscheinungen auftretenden Kränze zumeist einen Durchmesser (das 1-te Rot) von höchstens 2° haben, woraus eine Dicke der Eiskristalle von < 0,05 mm hervorgeht. Aber auch bei der Theorie der Halophänomene ist nach VISSER[3]), ebenso wie bei der des Regenbogens, die Beugung zu berücksichtigen.

---

[1]) An zusammenfassenden Werken ist wesentlich PERNTER-EXNERS Met. Opt., neu bearbeitet von F. M. EXNER, bei W. Braumüller 1922, zu nennen.

[2]) R. MEYER, Meteorol. ZS. Bd 27, S. 112—120 (besonders bis S. 118). 1910.

[3]) S. W. VISSER, Hemel en Dampkring, Bd. 15, S. 17—22. 1917, s. auch Versl. v. d. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam Bd. 25, S. 1328. 1917; Meteorol. ZS. Bd 36, S. 33—35. 1919.

2. Halo- oder Ringerscheinungen[1]. Bis in die neueste Zeit hinein v
nur die Brechung bzw. Reflexion (hier farblos) an den dem hexagonalen Sy
angehörenden Eiskristallen bei der Erklärung der Phänomene berücksic
In der Atmosphäre kommt das sechsseitige Prisma entweder in Nadel- od
Plättchenform vor. Als zweite Form kommt die der sechsseitigen Pyra
vor, die meist auf das nadelförmige Prisma an den Enden aufgesetzt ist.
folgte die Ausbildung nur längs der drei Achsen, indem der Zwischenraum
blieb, so haben wir statt der Plättchen Sterne [s. A. WEGENER[2]); bezüglic
Schneekristalle überhaupt unter anderen BENTLEY[3]), DOBROWOLSKI[4]), H
MANN[5])], die entweder reine Sterne sind (ohne Plättchenkern), oder Plätt
sterne (mit Kern). Eine Kombination der beiden Hauptformen ist die „Tisch
form" (Plättchen sitzen säulenförmigen Prismen auf), die häufiger vorkomme
(vom Verf. allerdings nur einmal in größerer Menge beobachtet), während
Kombination von 1 bis 4 unter verschiedenen Winkeln zueinander stehe
hemimorphen Eisprismen (die pyramidenförmig zugespitzten Enden aneina
festhaftend) als sehr selten bezeichnet wird[6]). Zur Vermeidung von Totalrefle
an der Austrittsfläche müssen die brechenden Winkel kleiner als 99°32′ = 2.4
sein. Für Winkel unter 49°46′ gehört zu jedem einfallenden Strahl ein austrete
bei solchen zwischen 49°46′ und 99°32′ nur dann, wenn der Einfallswinkel
bestimmten, von der Größe des brechenden Winkels abhängigen Wert
überschreitet. Dadurch erklärt sich die Abhängigkeit einiger der Phäno
von der Sonnenhöhe. Manche sind wegen zu geringer Lichtintensität se
oder nicht zu beobachten, einige überlagern sich derart, daß jedenfalls sc
Konturen fehlen (s. A. WEGENER, Meteorol. ZS. 1925, S. 404). — Das Gro
Erscheinungen zeigt (E. VAN EVERDINGEN, FRITSCH, GRUNDMANN, HELLM
KASSNER, LEYST, MESSERSCHMITT) eine deutliche jährliche und tägliche Pe
Für unsere Gegenden ist nach GRUNDMANN[7]) bei Sonnenhalos vor allem
stark ausgeprägte Hauptmaximum im Mai und das Minimum im Winte
nennen. Abgesehen von der jeweiligen Tag- und Nachtlänge kommt
nach HELLMANN wesentlich der durch die Temperatur- und Feuchtigk
verhältnisse der Zirrusregion bedingte, im Jahreslauf wechselnde Gehalt
höheren Atmosphärenschichten an Eiskristallen in Frage. Für den tägli
Gang fand v. EVERDINGEN[8]) für Holland ein Hauptmaximum ein bis
Stunden nach Mittag, was bei Berücksichtigung der Wirkung des mittägli
Auftriebs verhältnismäßig leicht erklärlich erschien. Schwieriger scheint
Erklärung des sekundären Maximums am Vormittag zu sein. Vielleicht
lingt eine solche jedenfalls noch besser bei Berücksichtigung der Tatsa
daß sich dies Maximum um so mehr auf spätere Monate verschiebt, je
man sich, von Rußland aus westwärts gehend, dem Atlantischen O

[1]) Allgemein s. L. BESSON, Sur les halos. Dissert. Paris 1909; M. PINKHOF, Bei
Halotheorie, Verh. Kon. Akad. Wetensch. Amsterdam (1) Tl. 13, Nr. 1 (Auszug Mete
ZS. Bd. 37, S. 60—67. 1920); R. MEYER, Haloerscheinungen. 79 S. (reiche Literaturang
Riga 1925, A. WEGENER, Theorie der Haupthalos. Arch. d. D. Seewarte Bd. 43, Nr. 2.

[2]) A. WEGENER, Thermodynamik der Atmosphäre. S. 85ff. (nach alter Aufl
s. auch O. LEHMANN, Molekularphysik. Bd. I, S. 326. Leipzig 1888—1889.

[3]) M. BENTLEY, Month. Weath. Rev. 1925, S. 530ff (und in manchen vorhergehe
Bänden d. M. Weath. Rev., so vor allem 1903).

[4]) A. DOBROWOLSKI, Ciel et Terre. Brüssel 1907—1908, s. auch Historja Natu
Lodu, Warszawa 1923 (Referat von R. SÜRING, Meteorol. ZS. 1924, S. 195).

[5]) G. HELLMANN, Schneekristalle. Berlin 1893.

[6]) L. BESSON, L'Astronomie. S. 377ff. 1923; M. PINKHOF, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 4
1926.

[7]) G. GRUNDMANN, Meteorol. ZS. Bd. 38, S. 274—276. 1921.

[8]) E. VAN EVERDINGEN, Hemel en Dampkring Bd. 13, S. 85, 1915.

nähert. Besonderer Untersuchung bedarf natürlich die Periodizität von Phänomenen, die direkt oder indirekt (Helligkeit) von der Sonnenhöhe abhängig sind. So wurde von v. EVERDINGEN die Periode des sog. Zirkumzenitalbogens [Berührungsbogen des Ringes von 46° Radius][1]) und der Nebensonnen untersucht[2]). Die Frage der Bedeutung der Halos für die Wetterprognose (Eintritt von Regen danach) wurde in Amerika wesentlich in positivem Sinne entschieden[3]). — In der die räumlichen Verhältnisse wiedergebenden Abb. 1 bedeutet S die Sonne, O den Standpunkt des Beobachters, $BACD$ den gewöhnlichsten Halo mit einem Radius von rund 22°, EGF den sehr viel selteneren mit einem Radius von rund 46°, $MEB\ SCFM$ den farblosen, dem Horizont parallelen, die vier durch kleine Kreise angedeuteten Nebensonnen enthaltenden Horizontalring oder Nebensonnenring. Ferner ist der eine sehr veränderliche Gestalt aufweisende obere Berührungsbogen des kleinen Ringes angedeutet, der besonders lichtstark und farbenprächtig am Berührungspunkt erscheint und dort eine vertikale Nebensonne erzeugt, ebenso wie der oben beim großen Halo gezeichnete Bogen. Da der untere, auch im Berührungspunkt besonders helle Berührungsbogen wegen der Nähe des dunstigen Horizonts selten, höchstens bei Sonnenhöhen von mehr als 25°, zu beobachten ist, ist nur die ihm entsprechende Nebensonne gezeichnet. Aus naheliegenden Gründen ist der untere Berührungsbogen des großen Ringes ein äußerst seltenes Phänomen. Dahingegen kommt der obere Berührungsbogen, das prächtigste aller Halophänomene, das von Unkundigen öfter mit dem Regenbogen verwechselt wurde, oft ohne den Halo vor. Bei diesem, wie bei den übrigen Bogen sowie auch Ringen und Nebensonnen ist das Rot stets gegen die Sonne gewandt, wogegen die übrigen Farben, falls sie erscheinen, um so mehr von der Sonne abrücken, je kurzwelliger sie sind. Beim kleinen Ring ist jedenfalls schon das Grün verwaschen; beim großen, an sich matteren, kommt ein schwach angedeutetes Grün und Blau vor. Beim Zirkumzenitalbogen wurde gelegentlich sogar das Violett gesehen. Auch die Nebensonnen des kleinen Halo sind vielfach außerordentlich leuchtend und farbenprächtig (das Violett fehlt). Bemerkenswert ist, daß sich vielfach an das Farbenband ein nach außen hin an Breite abnehmendes weißes Band schließt, daß sich der Abstand der Nebensonnen von der Sonne mit zunehmender Höhe der letzteren vergrößert. LK in der Abbildung bezeichnet eine Lichtsäule, ein (wenn nicht die Sonne rot am bzw. schon unterm Horizont steht) farbloses Phänomen, das nach PERNTER und EXNER niemals bei Sonnenhöhen über 30° beobachtet wurde[4]). Erscheint gleichzeitig ein kurzes Stück des Horizontalringes, so kommt es zur Bildung von „Kreuzen". Nicht eingezeichnet ist der gelegentlich beobachtete, theoretisch interessante umschriebene (elliptisch) Halo des kleinen Ringes. Zu nennen wäre auch der natürlich nur als Stück eines Kreises zu sehende, äußerst selten beobachtete, nach seinem Entdecker als HEVELS Halo bezeichnete Ring von 90° Radius; zu erinnern ist auch an eine Reihe anderer Ringe mit anomalen Radien, an die Gegensonne (der Sonne gegenüber, in 180° Azimutalabstand), die

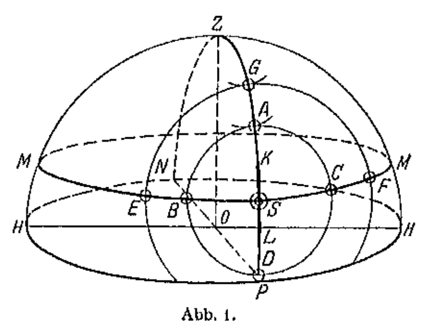


Abb. 1.

[1]) E. VAN EVERDINGEN, Hemel en Dampkring. Bd. 14, S. 113ff. 1916.
[2]) E. VAN EVERDINGEN, Hemel en Dampkring. Bd. 15, S. 113ff. 1917.
[3]) REEDER, Month. Weather Rev. Bd. 35, S. 213. 1907; PALMER, ebenda Juli 1914; J. M. KIRK, ebenda Bd. 42, S. 616. 1914 u. M. N. STEWART, ebenda Bd. 43, S. 444. 1915.
[4]) S. dazu E. BARKOW, Meteorol. ZS Bd. 33, S. 545. 1916; K. STÖCKL, ebenda. S. 546 bis 547.

recht seltenen Nebengegensonnen, die nur vom Berggipfel bzw. Luftfahrzeug aus zu beobachtende, symmetrisch zur Sonne liegende, von A. WEGENER photographisch fixierte Untersonne, an die ebenfalls unterm Horizont liegenden Nebensonnen[1]), an die neuerdings wieder mehrfach beobachteten Bogen von PARRY[2]) (ein oberer Bogen nahe dem kleinen Ring), an die seitlichen Berührungsbogen des Halo von 22° oder die schiefen Bogen von LOWITZ usw. Sehr wichtige Ergebnisse lieferte in neuerer Zeit die Photographie der Halophänomene, wobei vor allem an die unsymmetrischen Erscheinungen[3]) zu denken ist. Um sowohl viele Einzelheiten als auch eine gut ausmeßbare Platte zu erhalten, empfiehlt SÜRING[4]) unter Anwendung einer ziemlich dichten Gelbscheibe die Kombination einer ganz kurzen Aufnahme mit einer solchen solarisierter Sonne. Nicht am wenigsten kommt hier die Feststellung der Helligkeitsverhältnisse der verschiedenen Erscheinungen in Frage.

Hinsichtlich der Erklärungsversuche können im wesentlichen nur die leitenden Gesichtspunkte genannt werden. Um die Phänomene erklären zu können, ist es nach BESSON nicht nur erforderlich, „ein optisches System zu finden, das mit den verschiedenen Eigentümlichkeiten der Erscheinung in Übereinstimmung zu bringen ist, sondern man muß auch den Beweis erbringen können, daß es Kristallformen gibt, welche das optische System verwirklichen können, und daß diese die nötige Orientierung besitzen". Dabei ist vor allem zu fordern, daß die Eisprismen auch den Durchgang sehr schief einfallender Strahlen ermöglichen. Nach den Untersuchungen VISSERS[5]) hat die Theorie aber auch Rücksicht auf die Beugung zu nehmen. R. MEYER[6]) erhofft für die Zukunft eine stärkere Möglichkeit goniometrischer Prüfung der Brechungs- und Beugungsvorgänge, da die Gelegenheit, Haloerscheinungen am Boden zu sehen (also die wirksamen Kristalle zu beobachten), nicht so ganz selten zu sein scheine[7]). Von besonderem Wert wären fraglos photometrische Helligkeitsbestimmungen. — Was den Einfluß der Orientierung der Kristalle betrifft, so mußte sich die Theorie völlig umstellen, nachdem sich aus Versuchen von WOOD[8]), KÖPPEN[9]) und vor allem BESSON[10]) das Unhaltbare der Vorstellung ergeben hatte, daß die Kristalle in der Richtung des geringsten Widerstandes fallen müssen (vorher schon entsprechende Ergebnisse von HUYGHENS u. a.). Aber auch das Umgekehrte ist nicht immer anzunehmen. Das ganze Problem ist überhaupt nicht einfach, da außer der Schwere und der Reibung auch der hydrostatische und der hydrodynamische Druck der Luft (dieser bei langsamer Bewegung allerdings zu vernachlässigen) und sogar (siehe EKAMA, NORDENSKJÖLD, PINKHOF[11])] elektrostatische Kräfte zu berücksichtigen sind. Eine Frage für sich wäre, ob und wieweit die Turbulenz in der freien Atmosphäre die Fallbewegung der Kristalle merklich beeinflussen kann. MEYER

[1]) A. WEGENER, Meteorol. ZS. Bd. 34, S. 295—298. 1917.

[2]) CH. S. HASTINGS, Month. Weather Rev. Bd. 48, S. 322. 1920; E. WOOLAND, ebenda S. 331.

[3]) F. WEIDERT u. A. BERSON, Festschr. d. Opt. Anst. Goerz A.-G., Berlin-Friedenau, 1911; R. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 32, S. 552—553. 1915, E. BARKOW, ebenda Bd. 33, S. 545—546. 1916, s. auch Phot. Aufnahmen von CH. S. HASTINGS, u. a. Month. Weather Rev. Bd. 43, S. 498—499. 1915, M. FAGERMO, Wetter. 1926. S. 32—39; s. aber dazu R. MEYER, l. c. 1925, S. 32ff.

[4]) R. SÜRING, Meteorol. ZS. Bd. 32, S. 553. 1915.

[5]) S. W. VISSER, s. Anm. 3, S. 153.

[6]) R. MEYER, Wetter 1925, S. 137—142.

[7]) S. auch Meteorol. ZS. Bd. 27, S. 113. 1910.

[8]) R. WOOD, Month. Weather Rev. Bd. 34, S. 357, 1906.

[9]) W. KÖPPEN, Meteorol. ZS. Bd. 25, S. 280ff. 1908.

[10]) L. BESSON, Ann. Soc. Météorol. de France Bd. 55, S. 40. 1907.

[11]) Literatur in R. MEYER, l. c. 1925, S. 74—79.

ist jedenfalls geneigt, das verhältnismäßig häufige Erscheinen des kleinen Ringes allein auf das Vorhandensein von Kristallen zurückzuführen, deren Größe und Gestalt keine bestimmte Fallstellung bedingen. — Für Prismen mit einseitigem Hohlraum hängt natürlich die Fallrichtung wesentlich von der Massenverteilung ab. Haben die hemimorphen (nach PINKHOF stark in Frage kommenden) Säulen einen zentralen, dem zugespitzten Ende nahen, größeren Hohlraum, so ist eine vertikale Stellung der Hauptachse anzunehmen, bei kleinem Hohlraum eine horizontale. PINKHOF[1]) lenkt das Augenmerk auf die vielfach vorhandene Unmöglichkeit ruhigen Fallens in den Zirren. Dabei gelangt er unter Annahme eines Geschwindigkeitsunterschiedes zwischen Luftmasse und Kristall zu interessanten Schlußfolgerungen über die Einstellung des Kristalls (Oberfläche senkrecht zur Windrichtung) und die sich daraus ergebenden, von Sonnen- bzw. Mondazimut abhängigen Halophänomene (für die er Anhaltspunkte durch Beobachtungen gefunden haben will). — Hinsichtlich der hemimorphen Kristalle überhaupt nimmt er seine Zuflucht zur Pyroelektrizität, so gedacht, daß sie sich senkrecht zu den im allgemeinen horizontalen luftelektrischen Äquipotentialflächen stellen.

Nun kurz einige Erklärungsbeispiele: Das Zustandekommen der Nebensonnen und des kleinen Ringes benötigt einen brechenden Winkel von 60°. Bei der Erzeugung der Nebensonnen muß die brechende Kante senkrecht zum Horizont stehen. So nimmt EXNER Plättchen, tischchenförmige und die hemimorphen Hohlraumkristalle an. Für Horizontsonne ergibt sich unter alleiniger Berücksichtigung der Brechung der Sonnenabstand des Rot ($n = 1{,}307$) zu 21°34′, der des Violett ($n = 1{,}317$) zu 22°22′. Um die wirkliche horizontale Ausdehnung zu erhalten, muß die Ausdehnung der Lichtquelle berücksichtigt werden. Entsprechend der veränderten Größe der Neigungswinkel der einfallenden Strahlen mit der Normalebene muß der Abstand mit steigender Sonne zunehmen. Rechnung und Beobachtung zeigen eine ausgezeichnete Übereinstimmung[2]). Außer den eben betrachteten 60°-Kanten kommen offenbar noch beliebig im Raum orientierte in Frage. Greift man aus diesen die heraus, in deren Normalebene die Linie Auge—Sonne hineinfällt, so ergibt sich für jede Sonnenhöhe das Minimum der Ablenkung wie oben. Es entsteht also ein Ring mit konstantem Radius, der aber wegen der geringeren Zahl wirksamer Kristalle und wegen der Lichtmengenverteilung auf eine größere Fläche weniger hell ist. Während aber die Brechungstheorie für den kleinen Ring ein Intensitätsmaximum bei 22°30′ Sonnenabstand gibt, ergab sich als Mittel der besten Beobachtungen der Wert 21°50′. Die Berücksichtigung der Beugung durch VISSER[3]) korrigierte den Wert auf fast genau 22°. Auch konnten bemerkenswerte Farbenunterschiede mehrerer identischer Halophänomene auf Beugung an verschieden großen Kristallen zurückgeführt werden. — Der farblose Horizontalkreis erklärt sich in einfachster Weise durch Reflexion der Sonnenstrahlen an den vertikalen Flächen der Kristalle. Die je nach der Flächenlage verschiedene Größe von Einfalls- bzw. Reflexionswinkel erklärt die beobachtete Helligkeitsverteilung am Ring. — Schwieriger ist die Erklärung der Lichtsäulen. Sicher ist nur das Zustandekommen durch Reflexion. Zur Diskussion stehen nach R. MEYER drei Theorien. Die eine operiert mit einmaliger Spiegelung an den Endflächen von Plättchen und Sternen, deren Hauptachse unter Umständen stärkere Pendelungen um die Vertikale ausführt, die zweite, die wie die erste ihren Ausgangspunkt von GALLE nimmt (s. BRAVAIS), mit mehrfacher Reflexion und geringer Pendelung der nämlichen Kristalle, die dritte, völlig

[1]) M. PINKHOF, Meteorol ZS. Bd 37, S 60ff. 1920

[2]) PERNTER-EXNERS Meteorol. Opt., 2 Aufl, S 360ff. 1922.

[3]) S. W. VISSER, s Anm 3, S. 153

neue Gesichtspunkte darbietende, auf Grund der Berechnung von Kurve
die Lichtausbreitung auch ein gewisses Urteil über die Lichtintensität zulass
von STUCHTEY[1]) aufgestellte, nimmt Reflexion an den Seitenflächen horizon
im übrigen nach allen Richtungen orientierter Eisnadeln bzw. länglicher Pri
an, gelegentlich auch solche an rollenden (d. h. um eine horizontale N
achse rotierenden) flachen Kristallen. Abgesehen von der Frage der Mo
keit der nötigen Pendelungen bzw. der Wahrscheinlichkeit genügenden
kommens der benötigten Kristalle ist hier vor allem daran zu erinnern,
bei Annahme mehrfacher Reflexion eine zu starke Lichtschwächung zu
fürchten ist. Hier wäre die Photometrie zu Rate zu ziehen. Bei der sonst
beachtenswerten STUCHTEYschen Theorie bietet die Annahme von Nadeln
Prismen nach den Untersuchungen MEYERS große Schwierigkeiten, namen
wenn man bedenkt, daß in der Regel mit einem gewissen Hin- und Herpe
um die horizontale Lage zu rechnen sein wird. Wesentlich in Frage k
also die flachen Kristalle. Ähnliche Erklärungen fordert die zuerst von
RAL und BIXIO[2]) und neuerdings von W. SCHMIDT[3]), BOTTLINGER[4]), A. W
NER[5]) und WIGAND und SCHWAB[6]) beobachtete Untersonne. Nach EVERLI
der auch eine rechnerische Lösung des Problems der den Lichtstreifen
Wasserflächen analogen Lichtsäulen versuchte, ist ihre Entstehung (s.
GALLE, Pogg. Ann. Bd. 49, S. 255, 1840) durch die Auffassung der ra
Fläche als Feld ebener Spiegel (verschiedener Neigung) geklärt. — Die
klärung des Halo von 46° und seiner Nebensonnen bedarf der Ann
brechender Kanten von 90°. Beim Halo können die Kristalle alle mögl
Lagen annehmen, wogegen die brechende Kante bei den Nebensonnen ve
orientiert sein muß. Der durch die nicht in der Stellung des Minimums der
lenkung befindlichen Prismen erzeugte, nach außen an Intensität rasch ab
mende weiße Schein ist hier zu schwach, um beobachtet zu werden. Auc
Erklärung des Zirkumzenitalbogens erfordert brechende Kanten von 90°. W
rend aber nach der Theorie von GALLE die erzeugenden Kristalle in die Ste
des Minimums der Ablenkung einspielen müssen, woraus sich ein unveränderl
Sonnenabstand ergibt, nahm BRAVAIS und nach ihm PERNTER an, daß die Ha
achsen unveränderlich vertikal orientiert sind. Nach letztgenannter Th
muß sich der Abstand mit der Sonnenhöhe ändern, so daß vielfach von e
eigentlichen Berührungsbogen nicht die Rede sein kann[8]). Die meisten B
achtungen, unter anderen auch die von GRUNDMANN[9]), entsprechen der BRA
schen Theorie. PINKHOF[10]) hat aber auf eine offenbar sehr exakte Messung
gewiesen, die einen der GALLEschen Theorie entsprechenden Abstands
(45°40′) ergab, wogegen die BRAVAISsche Theorie bei der betreffenden Sonnen
von 29° einen Abstand von 48°24′ ergeben würde. Daraus mußte E
schließen, daß beide Arten von Bogen vorkommen. — Hinsichtlich der Th
der Haupthalos sei im übrigen wesentlich auf die äußerst übersichtliche WEGE

[1]) K. STUCHTEY, Ann. d. Phys. Bd 95, S. 33—55. 1919.
[2]) S. hierzu ARAGOS sämtliche Werke (deutsch v. HANKEL) Bd IX, S. 419.
[3]) W. SCHMIDT, Meteorol. ZS. Bd. 25, S. 372ff. 1908.
[4]) C. F. BOTTLINGER, Meteorol. ZS. Bd. 27, S. 74—75. 1910.
[5]) A. WEGENER, Jahrb. deutsch. Luftschifferverb. 1911, S. 80ff.
[6]) A. WIGAND u. F. SCHWAB, Phys. ZS. Bd. 13, S. 677—684. 1912.
[7]) E. EVERLING, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 15, S. 1117—1119. 1913 und zusa
mit A. WIGAND, ebenda S. 237—239. 1913.
[8]) S. PERNTER-EXNERS Meteorol. Opt. 1922 ab S. 410.
[9]) G. GRUNDMANN, Meteorol. ZS. Bd. 26, S. 419—420. 1909, Bd. 31, S. 139—140,
Bd. 34, S. 383—384. 1917; Bd. 35, S. 47, 1918; Bd. 36, S. 228, 1919; Bd. 38, S. 274-
1921; Bd. 41, S. 255, 1924, s. hier auch S. W. VISSER, ebenda Bd. 42, S. 177—181,
[10]) M. PINKHOF, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 64, 1920.

sche Darstellung (l. c. 1926) verwiesen, hinsichtlich seltenerer Erscheinungen auf einen Artikel von PINKHOF[1]), der unter anderem die Gegensonne und die Nebengegensonnen auf die Kombination von 4 (unter Winkeln von 90°) bzw. 3 (Winkel von 120°) in einer Ebene liegenden hemimorphen Eisprismen zurückführt.

Die erwähnten unsymmetrischen Phänomene (s. S. 156, Anm. 3) wurden bisher wesentlich auf eine geneigte Lage der Achsen der erzeugenden Kristalle zurückgeführt (bei SÜRING war der obere Berührungsbogen des kleinen Ringes um 5 bis 6° nach links verschoben). Vor allem machte man die Änderung der Windgeschwindigkeit mit der Höhe verantwortlich. R. MEYER[2]) kommt aber bei eingehender Erörterung zu dem Ergebnis, daß die dabei in Frage kommenden Kräfte nicht groß genug sind. Dabei zeigt er, daß man vielfach auch ohne Zuhilfenahme einer schiefen Stellung der Kristalle zu einer ungezwungenen Erklärung der anomalen Erscheinungen gelangen kann, wenn man nur die zufällige Anordnung der Wolken, ihre verschiedene Dichtigkeit usw. beachtet. Er beruht hier unbewußt Gedankengänge von BARKOW[3]), nach welchem die optischen Erscheinungen außer von der Anzahl der Kristalle auch von der Dichtigkeit der Zirren usw. abhängen. —

Beachtenswert ist R. MEYERS Hinweis auf die Möglichkeit, unter anderem aus der Untersuchung der Polarisationsverhältnisse eine Entscheidung darüber herbeizuführen, ob die auffällige Helligkeit einer Himmelsstelle durch optische Vorgänge in Kristallen, oder nur durch eine besondere Dichteverteilung usw. von Wolken verursacht ist.

Der weitere Fortschritt auf diesem Gebiet hängt sehr ab von praktischen Einteilungsprinzipien und klaren Definitionen. Hier ging A. WEGENER[4]) voran, indem er bei gleichzeitig auftretenden Halos die wegen Entstehung durch die nämliche Kristallform zusammengehörenden als „verschwisterte" den durch offenbar verschiedene Formen aufweisende Kristalle bedingten „vergesellschafteten" gegenüberstellte. Diese Einteilung erwies sich aber trotz richtigen theoretischen Kerns schon deshalb als undurchführbar, weil außer der Form der Kristalle auch ihre Fallstellung stark zu berücksichtigen ist. MEYER, der bei seinen im wesentlichen rein statistischen Definitionen, ohne den Schwerpunkt auf die Ursache der Erscheinungen zu legen, die Zusammenhänge der gleichzeitigen Phänomene zu erfassen sucht, bezeichnet die öfter gleichzeitig beobachteten Halos als „verwandt". Von diesem Gesichtspunkte aus erörtert er den verschiedenen „Verwandtschaftsgrad" sowie die „Abhängigkeit", oder „Selbständigkeit" zweier verschiedener Halos. Unter Benutzung abkürzender Bezeichnungen werden so orientierende Tabellen aufgestellt, an Hand derer in gründlichster und äußerst kritischer Weise eigenes und fremdes Material diskutiert wird. Das Ganze soll aber nur einen ersten Versuch einer eingehenderen Statistik der verschiedenen vorkommenden Kombinationen darstellen.

3. Kranzerscheinungen. In Frage kommen hier vor allem die „Höfe kleiner Art" nach FRAUNHOFER, welche PERNTER und EXNER nach dem Vorgang von KÄMTZ als Kränze bezeichnen. Im Wesen dasselbe ist die Glorie, d. h. der Kranz um den Kopfschatten des mit dem Rücken gegen die Sonne stehenden Beobachters (Brockengespenst usw., wenn es sich nur um den Schatten handelt). Aber auch die Mehrzahl jener in Perlmutterfarben spielenden, meist grün oder rot schillernden Wolken, der sog. irisierenden Wolken, gehört hierher. Bei starker Lichtquelle beobachtet man am besten mit Hilfe farbiger Gläser bzw. mit

[1]) M. PINKHOF, Meteorol. ZS. Bd. 43, S. 41 ff. 1926.
[2]) R. MEYER, Haloerscheinungen 1925 (im S.-A. S. 32—43).
[3]) E. BARKOW, Meteorol. ZS. Bd 33, S. 545—546. 1916.
[4]) A. WEGENER, Meteorol. ZS. Bd 32, S. 550—551. 1915.

Kombinationen solcher oder mittels eines schwarzen Spiegels. Erstrebenswert für quantitative Bestimmungen sind natürlich photographische Aufnahmen[1]. — Den hellen, außen von einem roten Saum umkränzten, die Lichtquelle umgebenden Schein bezeichnet man als Aureole (einfacher Kranz), die weitere Folge farbiger, durch rote oder rötliche Säume begrenzter Ringe als zweiten, dritten usw. Kranz. In der Mehrzahl der Fälle ist nur die Aureole (durch Gelb in einen braunroten Farbton übergehend) zu beobachten, ja, unter Umständen fehlt selbst der braunrote Saum. Da die Phänomene auf Beugung beruhen, muß man, soweit Wassertröpfchen in Frage kommen, aus der Größe der Ringradien auf diejenige der Tröpfchen schließen können, wie man denn auch solche Kränze als Wetterzeichen benutzt. Die Folgeerscheinungen des Krakatauausbruchs und späterer Katastrophen haben aber gezeigt, daß hier offenbar auch stark mit besonderen Fremdkörperchen zu rechnen ist. Da ist auf den am 5. September 1883 von BISHOP auf Honolulu entdeckten und hernach besonders eingehend von ARCHIBALD[2]), BUSCH[3]), RICCÒ[4]) und RIGGENBACH[5]) (von BUSCH auch bei späteren Ausbrüchen) verfolgten BISHOPschen Ring zu verweisen, bei welchem der weißlich mit einem Stich ins Blaue erscheinende innere Teil von einem etwa 10° breiten rotbraunen (vielfach im Innern in Gelb und am Rand in Kupferrot übergehend) Ring umgeben war, dessen äußerer Radius nach RIGGENBACH etwa 22° betrug. Es handelt sich nach PERNTER um den stark verbreiterten Saum einer riesigen Aureole. Unter Benutzung der mittleren von ARCHIBALD und RIGGENBACH angegebenen Dimensionen und unter Voraussetzung von Kugelgestalt errechnet EXNER den Durchmesser der Partikel zu 0,00185 mm. DORNO konnte nach dem Katmaiausbruch, für den entsprechend einem wesentlich größeren Radius des B.-Ringes (40°) erheblich kleinere Partikelchen anzunehmen sind, eine leichte Tendenz zur Vergrößerung der Radien von 1912 bis 1914 konstatieren, was natürlich auf zunehmende Reinigung der Luft von gröberen Teilchen deutet. Prachtvolle Kränze um die Sonne, welche DORNO[6]) zwischen 1915 und 1917 eingehend verfolgte, bestätigten offenbar die im Jahre 1915 und 1916 deutlichst von MAURER[7]) geäußerte Ansicht eines innigen Zusammenhanges zwischen diesen Phänomenen und der Sonnentätigkeit. Ein völliger Parallelismus ist wohl wegen der vielen mitspielenden Faktoren von vornherein nicht zu erwarten. MAURER hatte sein Augenmerk schon länger dem silberweißen, auch von MIETHE und LEHMANN[8]) beobachteten, von CHR. WIENER[9]) theoretisch behandelten Schein um die Sonne zugewandt, wobei er, von F. SCHMID in Oberhelfenswil (900 m) unterstützt, eine allmähliche Abnahme der Intensität — bis zu völligem Verschwinden — vom Sommer 1913 auf den von 1914 konstatierte. Seine Beobachtungen bei neu

---

[1]) Über all diese Dinge s. A. v. OBERMAYER, Meteorol. ZS. 1906, (Hannband), S. 35—40.

[2]) E. H. ARCHIBALD, The eruption of Krakatoa. Proc. Roy. Soc. London 1888. S. 237 u. 257.

[3]) FR. BUSCH, Progr. d. Gymnas. Arnsberg 1887, Meteorol. ZS. Bd. 3, S. 232—234. 1885 (später ebenda Bd. 22, S. 280—282. 1905, Bd. 24, S. 175—176. 1907; Bd. 27, S. 61—65. 1910).

[4]) A. RICCÒ, Ann. Met. Ital. Rom 1887, 214 S.

[5]) A. RIGGENBACH, Verh. d. naturf. Ges. Basel Bd. 8, S. 1—102. 1886; Habilitationsschr.

[6]) C. DORNO, Abhandlgn. des Kgl. Preußischen Meteorologischen Instituts 1917, Nr. 295, Meteorol. ZS. Bd. 34, S. 246 bis 260. 1917.

[7]) J. MAURER, Meteorol. ZS. Bd. 32, S. 114—118 u. 515—517. 1915; Bd. 33, S. 429 u. 515—517. 1916, Mitt. d. Phys. Ges. Zürich 1916, Nr. 18, Astron. Nachr. Bd. 201, Sp. 247. 1915, Bd. 203, Sp. 99—100. 1916, Wetter Bd. 33, S. 275—281. 1916; Astron. Nachr. Bd. 204, Sp. 45. 1917.

[8]) A. MIETHE u. E. LEHMANN, Meteorol. ZS. Bd. 26, S. 97—114. 1909.

[9]) CHR. WIENER, Abhandlgn. Leop. Carol. Ak. d. Nat. Bd. 73, Nr. 1. 1900.

erwachender Sonnentätigkeit zeigten nun nicht nur das Wiederauftreten des Scheines (nun auch mit rötlicher Umsäumung), sondern bestätigten auch seine längst gehegte Vermutung, daß besonders große Radien auftreten müßten. Kurz verwiesen sei auf die hierdurch angeregten eingehenden Untersuchungen DORNOS. DORNO macht besonders auf den gleichbleibenden Charakter des Abklingens so gedachter Störungen aufmerksam, indem die großen Scheiben (über die von ihm unterschiedene äußere, innere, mittlere Scheibe, den Kranz, die Aureole, s. d. Arbeit) zunächst verschwinden. Er erklärt das durch das Verdampfen kleiner Eispartikel vor dem der größeren. Als von der Sonne ausgeschleuderte Kondensationskerne nimmt er die als Erreger der Polarlichtphänome angesehenen an. Eventuell könnten auch mit vermehrter Sonnentätigkeit in Verbindung stehende, in der Atmosphäre erzeugte Kerne in Frage kommen. Ob tatsächlich (s. BLAIR, Meteorol. ZS. Bd. 33, S. 320—321, 1916) in den etwa in Frage kommenden Höhen von 15 bis 20 km genügende Wasserdampfmengen vorhanden sind [hier der Massenaustausch im SCHMIDTschen Sinne in Frage kommend[1]], ist eine Frage für sich, ebenso, ob die von DORNO angenommenen Eiskügelchen (d. h. eine geringe Abweichung davon) physikalisch möglich sind. Nach den Untersuchungen von R. NACKEN scheint letzteres allerdings nicht ausgeschlossen zu sein[2]). Eine besondere Erklärung fordert die auffällige Tatsache einer Verbreiterung der Ringradien mit sinkender Sonne. DORNO erklärt sie, wie es scheint, in erster Linie durch die Verschiebung in den Intensitätsverhältnissen des direkten und des gebeugten Lichtes, während EXNER (Meteorol. Opt. 1922, S. 510—511) das Hauptgewicht auf die Zunahme kleinerer, für die äußere Begrenzung ausschlaggebender beugender Teilchen (wegen Zunahme beugender Teilchen überhaupt) bei kleinerer Sonnenhöhe legt.

Aus den 1913 bis 1916 gemachten Beobachtungen schloß MAURER[3]), daß Größe und Intensität des auch als tellurische Sonnenkorona bezeichneten solaren Scheins unmöglich eine bloße Funktion des atmosphärischen Wasserdampfgehalts sein könne. Für die normalen Kränze aber, wie sie wegen der Nichtblendung vor allem beim Mond beobachtet werden, kommen fraglos wesentlich Kondensationsprodukte in Betracht. Hier kommen entschieden sowohl Wassertröpfchen wie Eiskristalle in Frage, wenn auch SIMPSON[4]) aus der vermeintlichen Beobachtung eines weißen Regenbogens bei einer Lufttemperatur von $-29°$ C den Schluß zog, daß man jedenfalls in erster Linie mit Tröpfchen zu rechnen hat. Daß sehr starke ($-34°$) Unterkühlungen vorkommen, wurde vor allem von A. WEGENER[5]) gezeigt, und PERNTER zweifelt auch nicht daran, daß auf dem Ben Nevis bei negativen Temperaturen wirklich weiße Regenbogen beobachtet wurden. Aus eigener Erfahrung muß man ihm aber darin Recht geben, daß gerade die schönsten Mondkränze (2 und 3fache) zu beobachten sind, wenn man mit größter Wahrscheinlichkeit mit aus Eiskristallen bestehenden Zirren zu tun hat. Das von LOEWE[6]) beobachtete gleichzeitige Auftreten der Untersonne und der Glorie spricht ebenfalls für die von EXNER vertretene Ansicht, daß Kranzerscheinungen in Eiswolken auftreten können.

---

[1]) W SCHMIDT, Wiener Ber. Bd. 126, IIa, S. 757. 1917, Probl. d. Kosm. Phys. Bd. 7, S. 54. 1925 (Grand, Hamburg).

[2]) R. NACKEN, N. Jahrb. f. Min. Bd. 2, S. 133ff. 1915 (s. auch R. ASSMANN, Meteorol. ZS. Bd. 6, S. 341 1889).

[3]) J. MAURER, s. d. vorigen Abschnitt, S. 142, Anm. 2.

[4]) G. C. SIMPSON, Quarterl. Journ. R. Met. Soc. Bd. 38, S. 291—299. 1912. S. auch Nature vom 14. April 1923.

[5]) A. WEGENER, Meteorol. ZS. Bd. 37, S. 10. 1920.

[6]) F. LOEWE, Mitt. des Aeronaut. Obs. Lindenberg vom Juni 1927 (S. 102—103).

H. KÖHLER[1]) hat ein Kriterium zur Beurteilung der Natur der beu; Teilchen angegeben: Die Untersuchungen von FRAUNHOFER, VERDET, K. EXNER und PERNTER haben zur Verwendung folgender Formeln g

$$2r = \frac{(n + 0{,}22)\lambda}{\sin\varphi};$$

$$a = \frac{n \cdot \lambda}{\sin\varphi},$$

worin r den Tropfenradius, n die Ordnung des roten Ringes (roter Sa Aureole als erster roter Ring genommen), φ den Beugungswinkel des äuß Randes des roten Ringes, λ die $= 0{,}0000571$ cm gesetzte Wellenlang weißen Lichtes und a die Kristalldicke bedeuten. Hat man es nu Eiskristallen zu tun und wendet fälschlich Formel I an, um die Grö Wolkenelemente zu berechnen, so muß man, wie KÖHLER an der verschiedener Beispiele nachweist, eine schlechte Übereinstimmung zwisch aus dem ersten und dem zweiten Ring abgeleiteten Ergebnissen erhalten, auch im umgekehrten Fall. Aus einem reichen Material verschiedener Beob berechnete PERNTER[2]) die Größe der Wolkenelemente, indem er sowohl I als auch Glorien benutzte. Abgesehen davon, daß wegen Nichtübereinstin der Konstanten in beiden Fallen die Rechnung etwas verschiedene Wert fand er, daß die Tropfenradien zwischen den engen Grenzen 1.10^{-3} und 5.1(liegen. Die Lösung dieses zunächst überraschenden Ergebnisses ist nach WEGE einfach darin zu suchen, daß im allgemeinen nur homogene Wolken Beu ringe liefern können, und nicht solche, bei denen alle Größen vom THOMSO Schwellenwert bis zur Regentropfengröße vorkommen[4]). Im übrigen s noch darauf hingewiesen, daß nach MIERDELS[5]) Untersuchungen uber di gungserscheinungen im durchgehenden Licht (Kränze) bei Anwendun Formel $r = \frac{C \cdot \lambda}{\sin\varphi}$ (hier C einen für alle Minima derselben Ordnung v Wellenlänge und von r unabhängigen konstanten Faktor bedeutend) für Licht keine Übereinstimmung in den aus dem Minimum erster und z Ordnung berechneten Tropfengrößen zu erhalten ist, und daß die Forme reflektierten Licht (Glorie) sowohl für weißes wie fur monochromatisches versagt, ferner darauf, daß sich nach MECKE[6]) bei den durch homogenen im durchgehenden Lichte erzeugten Beugungserscheinungen die Phänome bis zur Tropfengröße von 4 bis 5 μ Radius durch die Beugungstheorie un sichtiger Scheibchen erklären lassen, weil bei kleineren Tropfen Überlage durch den Einfluß der Durchsichtigkeit (Brechung) und die Reflexion Oberflache eintreten.

Die schon von Mc. CONNEL[7]) gegebene Erklärung der irisierenden W durch Beugung bietet keine Schwierigkeiten, solange es sich um kleine stände von der Sonne handelt. Anders aber bei farbigen Wolkenflecken i ßerem Abstande, wie sie sich vereinzelt (bis zu 25°) auch unter den 163 von I

[1]) H. KÖHLER, Meteorol. ZS. Bd. 40, S. 257–262. 1923.

[2]) J. M. PERNTER, s. außer der Met. Opt. den Hannband der Meteorol. ZS. S. 378 bis 389.

[3]) A. WEGENER, Meteorol. ZS. Bd. 27, S. 354–361. 1910.

[4]) S. hier A. WEGENERS Thermodynam. d. Atm. und K. KAHLER, Das Gewitter träger 1924.

[5]) G. MIERDEL, Beitr. Phys. fr. Atm. Bd. 8, S. 95–110. 1919.

[6]) R. MECKE, Ann. d. Phys. Bd. 61, S. 471–500. 1920; Bd. 62, S. 623–648

[7]) Mc CONNEL, Phil. Mag. Bd. 24, S. 422–434. 1887 (s. auch J. STONEY, Bd. 24, S. 87–93. 1887).

MANN[1]) beobachteten und diskutierten Phänomenen fanden. Damit die Lichtintensitäten nicht zu klein werden, nimmt SIMPSON[2]) an, daß es sich um das erste Maximum im Beugungsbilde handelt. Das nötigt ihn allerdings zur Annahme von Tropfengroßen, die bis zu 0,0017 mm herabgehen. Er denkt dabei, soweit Ci-Cum.-Wolken in Frage kommen, an Tropfen verschiedener Größe im Wellenkamm und Wellental der als Wogenwolken aufgefaßten Wolken. Die Erklärung scheint nach EXNER (Meteorol. Opt. 1922, S. 522) etwas für sich zu haben, namentlich, wenn man es mit dem mehrfach behaupteten Farbendurcheinander des Phänomens zusammenhält. Will man die Erscheinung als Halophänomen auffassen, so muß unbedingt das Rot der Sonne am nachsten liegen. Die Erklärung hätte aber auch dann jedenfalls für kleine Abstände (seltenere kleine Ringe) etwas recht Unwahrscheinliches an sich. Die — wegen der Seltenheit der Beobachtung — nicht ganz einfache Kenntnis der jährlichen Periode kann wohl mit zur Lösung des Ratsels führen.

4. Der Regenbogen. Aus dem Regenbogen kann man auf Grund einer von AIRY gegebenen und von PERNTER weiter ausgebauten Theorie Schlüsse auf die Größe der Regentropfen ziehen[3]). Zu beachten ist bei diesem um die Gegensonne angeordneten Phänomen, daß außer dem Hauptbogen mit einem Radius von annahernd 41° vielfach ein allerdings erheblich schwächerer Bogen mit umgekehrter Farbenfolge (Rot an der konkaven Seite), der sog. Nebenregenbogen (ca. 52°) vorhanden ist. Häufiger kann man auch die sekundären Bogen sehen, d. h. Bogen, die sich besonders oft an den Hauptbogen vom Violett ab nach Innen anschließen, gelegentlich aber auch beim Nebenbogen vom Violett ab nach außen. Bei aufmerksamer Beobachtung wird man in der Regel sehr rasch erkennen, daß das ganze Phänomen ein sehr wechselndes ist, indem bei den einzelnen Bogen nicht nur die Gesamtbreite, sondern auch die der einzelnen Farben und deren Intensitätsverteilung einem starken Wechsel unterworfen sind. Diese Tatsache ist ebenso wie die Existenz der sekundären Bogen aus der DESCARTESschen Theorie nicht zu erklären. Die DESCARTESsche Theorie operierte bekanntlich nur mit Brechungen und Reflexionen im Innern der Tropfen, und aus der zweimaligen Reflexion an Stelle der nur einmaligen beim Hauptbogen wurde die Schwäche des Nebenregenbogens verständlich. Wesentlich für die Theorie war die Bedeutung des mindestgedrehten Strahls. Die Dichte der Strahlen um diesen herum sollte hinreichen, um die wesentlichsten Erscheinungen zu erklären. Zu den wesentlichsten Eigenschaften gehört aber auch die genannte Variabilität, und die neue Theorie hat gezeigt, daß die DESCARTESsche Auffassung, ganz abgesehen von der auch wesentlichen Existenz der „Sekundären", nicht einmal den Hauptbogen richtig liefert. Das Neue in der AIRYschen Theorie bestand im Übergang von der Strahlenoptik zur Wellenoptik. Die eigenartige Gestalt der völlig verzerrten Wellenfläche in der Nähe des mindestgedrehten Strahls, wo sie einen Wendepunkt hat, ist das Bedeutsame, so gedacht, daß das äußerst kleine, in allernächster Nähe vom mindestgedrehten Strahl liegende Stück der Wellenfläche letzten Endes durch eine Art Interferenz (Strahlen nicht völlig parallel) der hiervon ausgehenden Elementarstrahlen den Regenbogen erzeugt. Wegen dieser Gestalt der Kurve kommt man nicht mit alleiniger Betrachtung der Lichtstrahlen als der Normalen zur Wellenfläche aus, sondern muß die Welle selbst betrachten. Diese Umstellung der ganzen Betrachtungsweise führte unter Berücksichtigung der auftretenden Interferenzen zu der Erkenntnis, daß eben

[1]) J. PLASSMANN, Die Himmelswelt 1924, S 11—14.
[2]) G. C. SIMPSON, S 161, Anm. 4
[3]) S. außer der Meteorol Opt. von PERNTER-EXNER auch J. M. PERNTER, ZS. f. östern Gymnas. 1898.

diese besondere, von der Tropfchengröße abhangige Gestalt die Lage und Größ der zu beiden Seiten des Wendepunktes — durch welchen der mindestgedreht Strahl geht — liegenden Intensitätsmaxima und -minima erklärt. So wi nicht nur die Existenz der „Sekundären", sondern auch die genannte Variabilitä bei den Hauptbogen verständlich, ja, es erschließt sich auch das Verständn des nicht mit dem BOUGUERschen Halo zu verwechselnden weißen Regenbogen des sog. Nebelbogens, welcher durch Tröpfchen erzeugt wird, deren Radiu etwa 0,03 mm und darunter beträgt. PERNTER gab Regeln, um sowohl aus de Aussehen des Hauptbogens als auch aus dem der sekundären Bogen die Tropfe größe zu erschließen[1]). Um zu solchen Kriterien zu gelangen, bedurfte es ab mühsamer vorhergehender Berechnungen. Beim Regenbogen hat man es keine wegs mit einfachen Spektralfarben zu tun. Aus der Berechnung der Strahle intensität an den einzelnen Stellen des Regenbogens konnte erst die wahr Farbe an jenen Stellen erschlossen werden. PERNTER ging dabei von der Da stellung der einzelnen Farben aus drei Grundfarben aus (s. das MAXWELLsch Farbendreieck) und gelangte unter Berücksichtigung einer beschränkte Anzahl von Wellenlängen durch Addition der so erhaltenen drei Farbe komponenten zu einer für die Mischfarbe geltenden Farbengleichung. I übrigen ist nur kurz auf die theoretischen Untersuchungen von WIENER[2] von MASCART[3]) und von MÖBIUS[4]) hinzuweisen, wobei zu bemerken wär daß letzterer nicht nur die durch Reflexion entstehende Polarisation, die schwac elliptische Form der Regentropfen und das Verhaltnis der Tropfengröße zu Wellenlänge berücksichtigte, sondern auch eine experimentelle Prüfung (Glas tropfen) der Theorie vornahm. Allerdings berechnete er (unter Benutzung de Wellenfläche) nur die Intensitätsverteilung des einmal reflektierten Lichte Unter Berücksichtigung des elektromagnetischen Feldes um eine Kugel od einen Zylinder wurde von DEBIJE[5]) eine ganz allgemeine Theorie des Rege bogenproblems gegeben[6]). — Auf besondere Erscheinungen, wie sie auch in neuer Zeit (s. vor allem in Holland, auch in Nordamerika) wiederholentlich beobacht wurden und ihre Erklärung durch besondere Reflexionen (Wasserflächen) od Brechungen (Dunst- und Nebelschichten) zu finden scheinen, kann nur hi gewiesen werden, ebenso auf merkwürdige Farbenveränderungen, wie sie i Moment der Donnerschläge von LAINE[7]) beobachtet wurden, die jedenfal irgendwie mit einer Veränderung der Tropfengrößen zusammenhängen müsse

b) Besondere Erscheinungen, die auf Lichtbrechung und Reflexion in der reinen Atmosphäre zurückgeführt werden[8]).

Hierher gehören einmal die Luftspiegelungen und verwandte Phanomene, zu anderen die Erscheinungen der Szintillation und der fliegenden Schatten. Es mu aber unter Berücksichtigung der Raumverhältnisse mit kürzesten Andeutunge über das Allerwichtigste sein Bewenden haben, da vor allem noch das zur Zeit i

---

[1]) S. auch A. WEGENER, Thermodyn. d. Atm.

[2]) CHR. WIENER, l. c. Bd. I.

[3]) J. M. MASCART, Traité d'optique Bd. 3.

[4]) W. MÖBIUS, Ann. d. Phys. Bd. 33, S. 1493. 1911; Bd. 40, S. 763. 1913; s. auch W. B. MO TON, On cusped waves usw. Proc. Phys. Soc. Bd. 23, S. 58–65. 1910.

[5]) P. DEBIJE, Phys. ZS. Bd. 9, S. 775–778. 1908.

[6]) Zusammenfassendes über den Regenbogen s. bei R. SCHACHENMEIER, Naturwissensch Bd. 2, S. 384–388. 1914.

[7]) V. J. LAINE, Phys. ZS. Bd. 10, S. 965–967. 1909; s. auch W. J. HUMPHREYS, Bul Mount. Weath. 1910, S. 375.

[8]) S. Meteorol. Opt.; W. TRABERT, Lehrb. d. Kosm. Physik 1911.

Brennpunkt des Interesses stehende Polarlichtphänomen eine etwas breitere Darstellung erfordert.

1. Im Gegensatz zur gewöhnlichen Strahlenbrechung kommen die Strahlen bei den Luftspiegelungen auf verschiedenen Wegen zum beobachtenden Auge, sei es nun, daß das Bild (VINCE, SCORESBY) über, sei es, daß dasselbe unter dem Gegenstand (Steppengesicht, Wüstengesicht) liegt, soweit das überhaupt zu beurteilen ist, sei es endlich, daß es sich um eine seitliche Spiegelung handelt. Die Ursache der Erscheinungen ist allemal in atmosphärischen Dichteunterschieden zu suchen, die wiederum durch die Temperaturverteilung bedingt sind. In diesem Zusammenhange weist F. M. EXNER auf die große Bedeutung des Massenaustauschs in der Luft im SCHMIDTschen Sinne hin. Mehrfach wurden experimentelle Anordnungen mit anderen Medien getroffen, um die zu den beobachteten Erscheinungen führenden Dichteverteilungen zu verwirklichen, so von GARBASSO[1]) und von HILLERS[2]). Eine Erörterung der theoretischen Untersuchungen von TAIT und von GARBASSO ist hier unmöglich, und es muß ein Hinweis darauf genügen, daß die Kombination von Rechnung und Experiment durch GARBASSO die Berechtigung der bei der Rechnung angenommenen Dichteverteilung erwies[3]). A. WEGENER[4]) berechnete in elementarer Weise, unter Voraussetzung unstetiger, sprunghafter Dichtigkeitsänderungen die für den Eintritt von Totalreflexion nötigen Temperatursprünge und konnte so das Zustandekommen der einfachen Spiegelungen erklären. Er konnte auch zeigen, daß die merkwürdigen, wohl vor allem durch ARCIOWSKI bekannt gewordenen Formen des Sonnenauf- und -unterganges (Hutform, Topfform usw.) im wesentlichen auf Luftspiegelung beruhen. HILLERS[2]) gelang es, Photographien seitlicher Spiegelungen an der Parkmauer von Blankenese bei Hamburg zu photographieren.

2. Äußerst schnelle Schwankungen in der Erscheinung von Gegenständen bezeichnet man als Szintillation, und diese Schwankungen können, von dem Wechsel der scheinbaren örtlichen Lage abgesehen, sowohl die Helligkeit als auch die Farbe betreffen. Bekannt genug ist die Erscheinung, daß man auch bei völliger Windstille scheinbar ein Zittern von Blättern gewahrt, wenn man über ein durch die Sonne stark erhitztes Dach weg auf einen Baum blickt. Vor allem aber tritt uns die Szintillation beim Funkeln der Sterne entgegen. Hier kommt außer der Zitterbewegung auch der Wechsel an Helligkeit und Farbe in Frage. Diese Erscheinungen beschränken sich nicht auf die Fixsterne, wenn sie auch bei den Planeten verhältnismäßig selten auftreten. Schon lange weiß man, daß die Szintillation im allgemeinen gegen den Horizont hin zunimmt, und vor allem ist der Farbenwechsel wesentlich in größerer Horizontnähe zu konstatieren. Die Abhängigkeit des Szintillationsphänomens von den meteorologischen Verhältnissen wurde eingehend von DÖRR[5]) untersucht. Fraglos handelt es sich um die Wirkung von Luftschlieren. Neuerdings versuchten E. BELLEMIN und CHR. GALLISSOT[6]), aus Bestimmungen der Grenzhöhe über dem Horizont, wo die chromatische Szintillation aufhört, einen Schluß auf die Höhe der wirksamen Inhomogenitäten zu ziehen, und sie behaupten, auf Grund derartiger Bestimmungen gute Wetterprognosen auf mehrere Tage machen zu können. Selbstverständlich leidet die

[1]) A. GARBASSO, Ann. d. Phys. Bd. 39, S. 1073. 1912.

[2]) W. HILLERS, Unterrichtsbl. f. Math. u. Nat. Bd. 19, S. 21–38. 1913 (s. Ref. v. M. GROSSE, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 602–604. 1913); s. auch W. HILLERS, Phys. ZS. Bd. 14, S. 718–719 u. 719–723. 1913 (auch Abhandlgn. Nat. Ver. Hamburg).

[3]) S. auch FR. NÖLKE, Phys. ZS. Bd. 18, S. 134–144. 1917.

[4]) A. WEGENER, Ann. d. Phys. Bd. 57, S. 203–230. 1918.

[5]) J. N. DÖRR, Meteorol. ZS. Bd. 32, S. 153–167. 1915.

[6]) E. BELLEMIN, Journ. de phys. et le Radium Bd. 5, S. 48–49. 1924 (Bull. Soc. France; Sitz. v. 21. März 1924); CHR. GALLISSOT u. E. BELLEMIN, ebenda, Bd. 8, S. 29–50. 1927.

Güte der im Fernrohr gesehenen Sterne durch die Szintillation; daher gin ROSENTHAL[1]) der Sache nach und fand auch eine starke Abhängigkeit von de Wetterlage, vor allem auch eine Beziehung zur Krümmung der Isobaren un zu den Luftdruckgradienten. Nahe verwandt hiermit sind die bei Sonner finsternissen bekannten fliegenden Schatten, die sich aber nach ROZET[2]) auc ohne Sonnenfinsternis bei Auf- und Untergang der Sonne beobachten und soga auf einem Schirm auffangen lassen. — Die sich an das Szintillationsphänome knüpfenden Theorien rühren wesentlich von ARAGO, MONTIGNY[3]) und K. EXNER[4] her, der den Schlußstein legte. Nach PERNTER bezeichnet man die eine zusammen fassende Erklärung der Phänomene gebende Theorie am besten als die MONTIGNY EXNERsche. Nach dieser hat man anzunehmen, daß Luftschlieren, welche der Gang der auf das Auge zulaufenden Strahlen in größerer oder geringerer Ent fernung in der Atmosphäre durchqueren, infolge der Brechnung und der Farben zerstreuung die Erscheinung herbeiführen. Je nachdem die Schliere sammelnd oder zerstreuend wirkt, muß der Stern heller oder dunkler werden. Be wegungen der hierfür verantwortlich zu machenden Schlieren müssen zu einem das Zittern ergebenden Richtungswechsel der Strahlen führen, und eine weitere unmittelbare Folge ist der Helligkeits- bzw. auch der Farbenwechsel. Das ganze Problem ist quantitativ gut durchgearbeitet worden, und es fehlt auch nich an einem guten Beobachtungsapparat[5]). Meteorologisch wertvoll ist natürlich vor allem die Kenntnis vom Sitz (Höhe) der Schlieren, und zu dem Ende sind von PERNTER und TRABERT Parallelmessungen auf dem Sonnblick (3100 m) und in Rauris (900 m) angestellt worden[6]).

c) Das Polarlicht[7]).

Das Phänomen des Polarlichtes spielt sich bekanntlich wesentlich in hohen Breiten ab und dringt nur zuzeiten starker Sonnentätigkeit in niedrige Breiten vor. Zeitlich ist, von der nahen Beziehung zu magnetischen Gewittern abgesehen, wesentlich die tägliche, die jährliche (Doppelwelle) und die nahezu 11jährige Periode festgestellt. Infolge der vielfach sehr geringen Helligkeit gelangen photographische Aufnahmen erst BRENDEL und BASCHIN i. J. 1892[8]). Später gestattete die von STÖRMER[9]) mehr und mehr vervollkommnete photogrammetrische Methode sehr genaue Parallaxenbestimmungen. Frühere, sehr niedrige Werte ergebende Höhenbestimmungen (LEMSTRÖM, PAULSEN) werden vielfach skeptisch angesehen; immerhin scheint die Frage einer etwaigen Beziehung der Höhe zur geographischen Breite noch durchaus diskutabel zu sein (siehe dazu auch ANGENHEISTER, ZS. f. Geophys. Bd. 1, S. 73), wenn auch Messungen von VEGARD und KROGNESS sowie von STÖRMER

[1]) E. ROSENTHAL, Meteorol. ZS. Bd. 20, S. 145—156. 1903.

[2]) CH. ROZET, C. R. Bd. 142, S. 913. 1906.

[3]) CH. M. V. MONTIGNY, Acad. R. de Belgique. Bd. 28, S. 15ff. 1856.

[4]) K. EXNER, Zur Genesis der richtigen Erklärung der Szintillationserscheinungen. Wiener Ber. Bd. 84, II. 1875.

[5]) K. EXNER, Wiener Ber. Bd. 97, IIa, S. 706. 1888.

[6]) J. M. PERNTER u. W. TRABERT, Wiener Ber. Bd. 97, IIa, S. 1302. 1888. Allgemeines über die Phänomene die Meteorol. Opt., Lehrb. von TRABERT und Lehrb. d. kosm. Phys. von ARRHENIUS. Hirzel 1903.

[7]) An Monographien s. H. FRITZ, Das Polarlicht. Leipzig 1881; A. ANGOT, Les aurores polaires. Paris 1895; G. ANGENHEISTER, Handwörterb. d. Naturwissensch. Bd. VII, S. 995. Jena 1912, s. auch K. BIRKELAND, Expédition norvégienne de 1899/1900. Christiania 1901 u. The Norwegian aurora boréalis expedition 1902/1903. Christiania 1908.

[8]) O. BASCHIN, Meteorol. ZS. Bd. 17, S. 278—280. 1900.

[9]) K. STÖRMER, Vidensk. Skrift. 1911, Nr. 17, Kristiania, C. R. Bd. 152, S. 1191. 1911; Bd. 156, S. 1871. 1913; Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 410—412. 1913.

in verschiedenen Zonen (zwischen Nordlichtzone und mittlerer Breite) ähnliche Höhenintervalle ergaben. Auch für den STÖRMERschen Gedanken eines etwaigen Zusammenhanges zwischen Fleckenperiode und Höhe fanden sich noch keine Anhaltspunkte. Nach VEGARD[1]) wäre mit Sicherheit kein Nordlicht tiefer als 95 km über der Erdoberfläche festgestellt. Nach K. WEGENER wurde aber 1912/13 auf Spitzbergen eine untere Grenze von 80 km genannt[2]). Die meisten Lichter gehören zwei Gruppen an, wovon die eine ihre untere Begrenzung bei 100, die andere bei 106 km hat. Sie reichen aber vielfach bis zu mehreren 100 km hinauf (obere Grenze im Durchschnitt etwa zwischen 125 und 200 km angegeben); STÖRMER fand aber zwischen dem 22. und 23. März 1920 sogar Höhen von 600 km[3]). Im ganzen genommen scheint die gelblich-grüne Farbe zu überwiegen; es kommen aber auch stark ausgeprägte rote Lichter vor, so 1913 in Christiana[4]), auch solche von violettartiger Farbe. Letztere beanspruchen offenbar ein besonderes Interesse[5]). Besonders bemerkenswert ist die Tatsache, daß der Himmel bei starken Lichtern vielfach noch 5 bis 10 Minuten nach Verschwinden des eigentlichen Nordlichts nachleuchtet. — Schon die Okularbeobachtungen CARLHEIM-GYLLENSKJÖLDS[6]) ließen deutlich Stickstofflinien im Spektrum erkennen. Photographisch wurden auch einige im unsichtbaren Teil von WESTMANN[7]) und vor allem von PAULSEN[8]) fixiert. Den Nachweis, daß das Polarlicht in ganz überwiegendem Grade dem Stickstoffspektrum angehört, verdanken wir aber wesentlich STARK und VEGARD[9]). STARK zeigte vor allem, daß die nicht mit den N-Banden und den N-Funkenlinien übereinstimmenden Linien meist den von ihm und seinen Mitarbeitern aufgefundenen N-Bogenlinien entsprechen. Vor allem kommen die negativen N-Banden = 4708, 4278 und 3914 Å in Frage, die allerdings im Polarlicht bis auf die an der Kante liegenden Linien zusammengeschrumpft sind. — CARLHEIM-GYLLENSKJÖLD fand auch die Wasserstofflinien $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ und $H\delta$. Am deutlichsten war $H\beta$ ausgeprägt. Es sind aber diese Linien nur gelegentliche Begleiter des N-Spektrums. Auch fehlen Heliumlinien. Aus diesen Tatsachen schloß STARK, daß der Partialdruck von H in Höhen zwischen 100 und 150 km höchstens 30% desjenigen vom N entspricht und beim He ebenso, und letzterer betrüge nach VEGARD noch weniger (höchstens 3 bis 7%). Qualitativ zum nämlichen Resultat kam Lord RAYLEIGH[10]). — Eine besondere Stellung nimmt die typische grüne Nordlichtlinie ein, die schon nach WIECHERT vielfach ohne eigentliches Nordlicht an beliebigen Stellen des Himmels zu konstatieren ist und die neuerdings besonders von Lord RAYLEIGH am englischen Nachthimmel[11]) verfolgt wurde. Seine Untersuchungen führten ihn dazu, folgende Erscheinungen scharf voneinander zu trennen: 1. Das Nordlicht, charakterisiert durch die grüne Linie (5578 Å) und das negative Bandenspektrum des N,

---

[1]) L. VEGARD, Ann. d. Phys. Bd. 50, S. 853—900. 1916; Bd. 51, S. 459—502. 1916 (mit KROGNESS); Jahrb. d. Radioakt. 1917.

[2]) K. WEGENER, Schriften Wiss. Ges. Straßburg 1914, S. 30—65.

[3]) C. STÖRMER, Congrès des Math. à Helsingfors 1922, S. 74ff.; Geofys. Publ. Bd. 2 (2), Christiania 1921.

[4]) S. dazu Naturwissensch. 1918, S. 766.

[5]) C. STÖRMER, Gerlands Beitr. z. Geophys. Bd. 17, S. 254—269. 1927.

[6]) V. CARLHEIM-GYLLENSKJÖLD, Stockholm 1886 bei Norstedt u. Söner.

[7]) J. WESTMANN, Miss. scient. pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg. Bd. II. Stockholm 1904.

[8]) A. F. W. PAULSEN, C. R. Bd. 130, S. 655. 1900.

[9]) J. STARK, Ann. d. Phys. Bd. 54, S. 598—614. 1917; Naturwissensch. Bd. 6, S. 145 bis 147 u. 397—400. 1918; L. VEGARD, Phys. ZS. Bd. 14, S. 677—681. 1913.

[10]) Lord RAYLEIGH, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 101, S. 114—124 (bezüglich d. Nordl. v. 13. bis 15. Mai 1921).

[11]) Lord RAYLEIGH, S. u. a. Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 100, S. 367—378. 1922.

die geographische Beschränkung des Auftretens auf die hohen Breiten und nur gelegentliches Übergreifen auf die gemäßigten Zonen, durch die charakteristische Form des Phänomens und seine rasche Änderung hinsichtlich Form und Intensität und 2. das Nichtpolarlicht, charakterisiert durch die grüne Linie ohne Bandenspektrum, durch das Auftreten auf der ganzen Erde (sogar eher in niedrigeren Breiten), die gleichmäßige Intensitätsverteilung über den ganzen Himmel und die — von ihm öfter beobachtete — wochenlange Intensitätskonstanz. Mittels des Etalons nach FABRY-PEROT ausgeführte Messungen ergaben nach BABCOCK[1]) als Wellenlänge 5577, 350 ± 0,005 Å, während SLIPHER[2]) als Mittel 5578,05 Å fand. Die Breite der Linie betrug nach BABCOCK weniger als 0,035 Å. Schon vor einigen Jahren suchten MC. LENNAN und SHRUM[3]) den Sauerstoff dafür verantwortlich zu machen. In Gemischen von Helium und Stickstoff erschien die Linie nicht im Entladungsrohr, wohl aber, sobald bei gewissem Druck des He Spuren von O_2 zugelassen wurden, und zwar genau an der Stelle 5577,35 Å. In Gemischen von O_2, N_2 und He traten außerdem die N-Banden auf, außerdem aber auch die im Nordlichtspektrum nicht gefundenen Serienlinien des He und O_2. Ein mit dem Nordlichtspektrum im großen und ganzen — und zwar auch hinsichtlich der Intensitätsverteilung — übereinstimmendes Spektrum fand VEGARD[4]) vor allem beim Bombardement von festem N_2 mit Kathodenstrahlen. Allerdings wurde keine volle Übereinstimmung mit der grünen Linie erreicht. Bekannt genug ist die auf Grund seiner Versuche mit festem Stickstoff noch kürzlich[5]) von VEGARD vertretene Theorie, daß die typische Nordlichtlinie einen im Laboratorium nicht zu erreichenden, nur für N-Teilchen von molekularer Größenordnung (sog. pseudogasförmiger Zustand) geltenden Grenzfall darstellt. Nachdem aber sowohl durch CARIO[6]) als auch durch MC. LENNAN und MC. LEOD[7]) die Identität der grünen Linie mit einer Sauerstofflinie — die offenbar in hohen Atmosphärenschichten besonders günstige Anregungsbedingungen findet — so gut wie sichergestellt ist, erübrigt sich wohl ein näheres Eingehen auf die an sich sehr interessanten, aber nach verschiedener Richtung (s. vor allem die nötigen Temperaturen und die schwer verständliche Phosphoreszenz eines chemischen Elements) zu Schwierigkeiten führenden, aus seinen experimentellen Ergebnissen gefolgerten Ansichten VEGARDS über die Natur der höheren Atmosphärenschichten und die sich darin abspielenden Phänomene. CARIO und MC. LENNAN und MC. LEOD fanden die Wellenlänge der O-Linie 5577, 348 ± 0,055 Å bzw. 5577, 341 Å (ähnliche Genauigkeit wie bei CARIO). Die Breite der Linie wird von MC. LENNAN und MC. LEOD zu ungefähr 0,030 Å angegeben. Bessere Übereinstimmungen mit der von BABCOCK auf dem Mount Wilson bestimmten Lage der grünen Nordlichtlinie sind nicht zu verlangen. — Nachdem schon GOLDSTEIN (Wied. Ann. Bd. 12, S. 266. 1881) den Gedanken ausgesprochen hatte, daß von der Sonne ausgehende Kathodenstrahlen die unmittelbare oder mittelbare Ursache des Nordlichts seien, führten experimentelle Anord-

---

[1]) H. D. BABCOCK, Phys. Rev. Bd. 22, S. 200—201. 1923.

[2]) V. M. SLIPHER, Astrophys. Journ. Bd. 49, S. 266—275. 1919.

[3]) J. C. MC. LENNAN u. G. M. SHRUM, Proc. Roy. Soc. London Bd. 108, S. 501—512. 1925 (s. dazu Naturwissensch. 1925, S. 875); s. dazu auch G. CARIO, ebenda 1924, S. 618 bis 619 u. Entgegnung von L. VEGARD, ebenda 1924, S. 673—674).

[4]) L. VEGARD, Proc. Roy. Acad. Amsterdam Bd. 27, S. 113. 1924, Skrifter Kristiania Bd. 1, Nr. 8. 1923; Nature Bd. 114, S. 357—359. 1924, Phys. ZS. Bd. 25, S. 685—689. 1924; ZS. f. Phys. Bd. 16, S. 367—390. 1923, Naturwissensch. 1925, S. 541—550; Nature Bd. 115 S. 46—47. 1925.

[5]) L. VEGARD, Naturwissensch. Bd. 15, S. 438—444. 1927.

[6]) G. CARIO, ZS. f. Phys. Bd. 42, S. 15ff. 1927.

[7]) J. C. MC. LENNAN u. J. H. MC. LEOD, Proc. Roy. Soc. London Bd. 115, S. 515—527. 1927.

nungen (Terrella) von Ebert und namentlich von Birkeland Störmer zur Berechnung des Ganges von der Sonne kommender korpuskularer Strahlen unter Einwirkung des erdmagnetischen Feldes[1]). Durch die kosmische Strahlungshypothese wurde u. a. die maximale Niederschlagshäufigkeit auf der Nachtseite der Erde verständlich. Die Schwierigkeit der Nichtübereinstimmung der tatsächlich beobachteten Lage der Zone größter Polarlichthäufigkeit (Abstand vom magnetischen Pol rund 20°) mit der zunächst berechneten (je nach den angenommenen Strahlgeschwindigkeiten zwischen 2 und 8°) wurde beseitigt durch die Annahme von Korpuskeln, die in größerem Abstande die Erde in der Äquatorebene umkreisen, indem das hierdurch gegebene Stromsystem gleichzeitig das Herabdringen der Erscheinung in niedrigere Breiten zur Zeit erhöhter Sonnentätigkeit (s. 13. bis 15. Mai 1921) verständlich macht[2]). Im einzelnen bleiben aber noch manche Erklärungsschwierigkeiten. So ist auch die Frage der genaueren Natur der erzeugenden korpuskularen Strahlen noch keineswegs gelöst. Zunächst dachte man wesentlich an Kathodenstrahlen. Lenards[3]) leider auf der Annahme zu niedrig bestimmter Höhen basierende Untersuchungen führten zu β-Strahlen von 0,9999985 der Lichtgeschwindigkeit. Stark nahm Kanalstrahlen[4]) an, was nicht nur das durch den Zusammenprall der N-Molekeln mit den Atomionen erzeugte N-Spektrum ergab, sondern auch ein der Natur der Atomionen entsprechendes, das sich nach dem Dopplerschen Prinzip je nach deren Geschwindigkeit und je nach der Lage des Beobachters zur Strahlenrichtung ändern mußte. Hier käme nach ihm die vorhin erwähnte, von Wijkander[5]) nur hin und wieder beobachtete Linie bei bzw. in der Nähe von 486 $\mu\mu$ in Frage. Hat man es hier tatsächlich mit nur gelegentlich erscheinenden, zum Teil gegen die normale Lage verschobenen H-Linien zu tun, so wäre vielleicht darin (die evtl. verschiedenen Anregungsbedingungen zu berücksichtigen) eine Stütze für die wohl heute vorherrschende, allerdings auch wieder zu anderen Schwierigkeiten führende (s. A. Wegener, dies. Handb. Bd. XI) Ansicht des gewöhnlichen Fehlens größerer H-Mengen in größeren Höhen zu erblicken. Vegard rechnete früher wesentlich mit α-Strahlen, wies allerdings darauf hin, daß für die Nähe der Pole vielleicht sehr schnelle Kathodenstrahlen in Frage kämen. — Im Hinblick auf die sonst äußerst rasch erfolgende Aufladung der Sonne ist wohl sicher anzunehmen, daß diese nicht nur Strahlen eines Vorzeichens aussendet. Die Diskussion, ob und wieweit die Annahme der einen oder der anderen Art mit den bekannten oder vermuteten Eigenschaften der Sonne verträglich ist, gehört nicht hierher. Dagegen muß darauf hingewiesen werden, daß nach Vegards Untersuchungen die auch nach Birkeland ganz anderen Stromsystemen (höher liegenden) zugehörigen magnetischen Stürme für die Intensität der Niederschläge maßgebend sind und nicht die wesentlich geringeren Höhen entsprechenden, das Nordlicht erzeugenden Strahlen. Hinsichtlich der Versuche, aus der Zeitdifferenz zwischen der Kulmination von Fleckengruppen und dem Eintritt der optischen oder magnetischen Wirkungen auf die Strahlgeschwindigkeit zu schließen, wäre auch, wie es u. a. von Birkeland geschah, die zu erwartende Ablenkung der Strahlen durch das von Hale aus dem Zeemanneffekt erschlossene allgemeine Magnetfeld der Sonne zu berücksichtigen. Bei Versuchen, aus der Kombination bekannter Ab-

---

[1]) S. vor allem Arch. phys. et nat. Genève. Bd. 24, 1907 u. Bd. 32, 1911 (s darüber A. Wegener, Abderhald. Fortschr. d. Naturw. Forsch. Bd 3. 1911).

[2]) S. dazu S. 396 von Ad. Schmidt, Erdmagnetismus Bd. VI, 1, B d. Enzyklop d. math. Wiss

[3]) Ph. Lenard, Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1911, Abhandlg. 12.

[4]) J Stark, Naturwissensch. Bd 6, S 145—147, 1918.

[5]) A Wijkander, Arch. sc phys. et nat. Bd. 51, S. 25—30. 1874.

sorptionsverhältnisse in Gasen mit Höhenbestimmungen auf di
Strahlung zu schließen, wäre vielleicht unter Berücksichtigung eine
Abhängigkeit der Höhenlage des Polarlichts von der geographische
an die mögliche starke Abplattung der Atmosphäre in Polnähe zu
FR. SCHMID).

d) Der Blitz[1].

Beim Blitz kommen außer dem nur geringe Stromstärken
Flächenblitz und dem wesentlich größeren Stromstärken entspreche
oder Funkenblitz vor allem der seltene Kugelblitz und der wohl n
Perlschnurblitz in Frage. In neuerer Zeit ist die Aufmerksamke
auch auf ein, zum Teil wohl als ein gewisses Analogon zu den nordlic
von LEMSTRÖM beobachteten Erscheinungen über Bergspitzen
Phänomen gelenkt worden, auf das sog. Andenleuchten[2]. — Einge
achtungen über die Farbe der Flächen- und der Linienblitze stellte SP.
zwischen 1903 und 1907 in Südengland an. Bei seinen Tabellen sin
Flächenblitzen im engeren Sinne auch Blitze in Horizontnähe usw.
Die Zahl der roten, blauen, weißen, goldfarbigen, violetten, gelben, ora
und grünen Linienblitze betrug: 37, 30, 25, 21, 14, 14, 7 und 4. Violette
Blitzen folgten nach RUSSELL die stärksten Donnerschläge. — Nach
und GEITEL aus Beobachtungen auf dem Sonnblick festgestellt
positiven Elmsfeuern rötliche, negativen weißblaue Blitze folg
Untersuchungen über die Farbe der Blitze im Hinblick auf die du
aktuell gewordene Frage der bevorzugten Richtung bei Entladung
Wolke und Erde ein erhöhtes Interesse gewinnen[4]. — Der Flächenb
Bandenspektrum (N), der Funkenblitz ein Linienspektrum[5] mit d
Linien des N und des O, den schwächeren des H (zersetzter Wa
und den noch schwächeren des Argon, Neon, Xenon und Krypton.
wieweit der Blitz unter Umständen oszillatorischen Charakter[6]
(der aber wohl höchstens für die gleich zu erwähnenden Teilentladun
käme), steht hier nicht zur Diskussion, und es soll nur an die vielfac
Entladungsdauer [Versuche mit rasch rotierenden Scheiben[7]] so
durch Aufnahmen mit bewegter Kamera[8]) festgestellten Teilentl
innert werden. Hier wäre auch der mehrfachen, wesentlich vertikal
Blitze von KAYSER, RÜMKER u. a. (s. auch R. WENGER, Meteorol.

---

[1]) Allgemeine Literatur über das Gewitter s. A. GOCKEL, Monogr. 1925.
ler, K. KAHLER 1924 in Sammlg. Borntraeger, R. SÜRING im Lehrb. der Met. al

[2]) W. KNOCHE, Meteorol. ZS. Bd. 26, S. 83—84 u 355—360. 1909; Bd.
1910; Bd. 29, S. 87—89 u. 329—330 1912; Bd 30, S. 311 1913 usw; L. BRU
Bd. 87, S. 278. 1911.

[3]) SP. R RUSSELL, Quarterl Journ Roy. Met. Soc. 1908, S. 271; s hier
OBERMAYER, Meteorol. ZS. Bd 29, S. 433—435. 1912

[4]) A WIGAND, Phys ZS. Bd. 28, S. 65—69 u. 261—263 1927; H MA
S. 211—212. 1927; A MATHIAS, Elektrizitätswirtschaft Bd. 26, S. 6ff Berlin
LER, Meteorol. ZS. Bd. 18, S. 481—486 1901. Weitere Literatur s. aus K. KA
Bd. 44, S. 453. 1927.

[5]) A. KUNDT, Pogg Ann. Bd 135, S. 315. 1868; A SCHUSTER, Phil Mag.
1879, E C. PICKERING, Astrophys Journ. Bd 14, S. 367. 1901 (s auch Meteoro
S. 334—335. 1902), s. auch Kaysers Handb d. Spektralanalyse Bd. V.

[6]) Siehe J. MAYER, Meteorol. ZS. Bd. 30, S. 417—429. 1913; s. dazu auch
Gewitter und Blitze, Vortrag i. d. 224. Sitz. d. Dresdener Elektrotechn. Vereins
1917. Dresden: E. H Meyer.

[7]) F SCHMIDT, Meteorol. ZS Bd 22, S 362 1905, Elektrot ZS. 1905,

[8]) B. WALTER, Ann. d. Phys. Bd. 66, S. 636—648 1898, Phys. ZS. Bd. 3,
1902; Jahrb. Hamb. Wiss. Anst Bd. 20, S. 1—37 1903

S. 544. 1916) zu gedenken, die auf Verschiebung der Strombahn durch Wind zu erklären versucht wurden. Die Erklärung eines mehrfachen, wesentlich horizontal gerichteten Blitzes (s. G. LACHMANN, Meteorol. ZS. 1901, S. 80 bis 81) dürfte aber schon schwieriger sein. — Beim Kugelblitz[1], an dessen Realität nicht mehr zu zweifeln, dessen Erklärung aber noch nicht gelungen ist [s. die Erklärungsversuche von PLANTÉ[2], HESEHUS[3], TŒPLER[4], WALTER[5]; s. auch neuerdings in der Starkstromtechnik beobachtete leuchtende Kugeln[6]], ist ein ganz bedeutendes Überwiegen der rotgelben gegenüber der die bläulich-weißen, blauen und grünen Farbentone zusammenfassenden Gruppe zu verzeichnen (69,4 gegen 15,8%). Quantitative Angaben über die Helligkeit sind schwer zu machen. Eine Helligkeitssteigerung fand häufiger bei der Auflösung statt. Hinsichtlich der Größenordnung der Dauer sieht BRAND nach kritischer Sichtung eines großen Materials 1 bis 5 Sekunden als ein Minimum an, während für die Gesamtdauer eines Linienblitzes im allgemeinen etwa 1 Sekunde als Maximum[7] angenommen wird (nach Beobachtungen des Verf. scheinen 1 bis zu 2 Sekunden hier wohl in Frage kommen zu können). In der Regel scheint es sich um kugelförmige Gebilde zu handeln, und gewisse Angaben lassen auf eine Rotation um die Achse schließen. Nach BRAND scheint die Größenordnung von einem Durchmesser von 20 cm vorherrschend zu sein. — Während wir vom Kugelblitz nur eine farbige Handzeichnung besitzen[8], gelang u. a. am 24. September 1909 eine einwandfreie photographische Aufnahme eines Perlschnurblitzes[9]. Zum Teil scheint es sich bei diesen Erscheinungen um ein Nachleuchten zu handeln, welches nicht kontinuierlich längs der ursprünglichen Blitzbahn, sondern in einer Reihe getrennter, in gleichen Intervallen aneinander gereihter Punkte stattfindet. Das bei gewöhnlichen Blitzen beobachtete Nachleuchten wird von WALTER[10] als die Wirkung eines Nachströmens von Elektrizität in die durch die Hauptentladung gebildete Blitzbahn angesehen, und nicht etwa als eine Phosphoreszenz der Luft. Von TŒPLER wird die Auffassung vertreten, daß man es bei den Perlschnurblitzen mit einem Übergang von den Linien- zu den Kugelblitzen zu tun hat. Schließlich sei auf die beim mitteleuropäischen Erdbeben (16. November 1911) beobachteten Kugelblitze hingewiesen, ebenso auf die übrigen durch SIEBERG und LAIS wahrscheinlich gemachten elektrischen Lichterscheinungen[11].

---

[1] S. vor allem die Monographie von W. BRAND, Probleme der Kosm. Phys. Bd. II/III. Hamburg: H. Grand 1923. — S. auch die wertvolle Beobachtung W. GERLACHS (Naturwissensch. 1927, S. 522—523), die einen Schluß auf die mittlere Geschwindigkeit des Kugelblitzes zuließ.

[2] L. G. PLANTÉ, Die elektr. Erscheinungen d. Atm. Deutsch v. G. WALLENTIN S. 4. Halle 1889; Lum. électr. 1884, S. 286.

[3] N. A. HESEHUS, Phys. ZS. Bd. 2, S. 578—580. 1901.

[4] M. TŒPLER, Ann. d. Phys. Bd. 2, S. 560—653. 1900.

[5] B. WALTER, Meteorol. ZS. Bd. 26, S. 217. 1909; Handwörterb. d. Naturwissensch. Bd. 2, S. 38. 1912.

[6] W. BRAND, l. c. S. 169.

[7] O. N. ROOD, Sill. Journ. Bd. 3 vom März 1873.

[8] W. v. HAIDINGER, Wiener Ber. Bd. 58, II, S. 761—769. 1868.

[9] S. darüber A. SCHMAUSS, Meteorol. ZS. Bd. 27, S. 83. 1910; s. auch F. POCKELS, ebenda Bd. 10, S. 73. 1893.

[10] B. WALTER, Ann. d. Phys. Bd. 18, S. 863—866. 1905; Meteorol. ZS. Bd. 23, S. 172 bis 174. 1906.

[11] Veröffentl. f. Erdbebenforsch. Heft 4, S. 48ff. Jena 1925. S. auch A. STAGER, Vulkanische Elektrizität etc., GERLANDS Beitr. z. Geophys. Bd. 16, S. 276ff. 1927.

Kapitel 6.

Kurze Übersicht über die kosmischen Lichtquellen.

Von

J. HOPMANN, Bonn.

Mit 5 Abbildungen.

1. Einleitung. Als kosmische Lichtquelle betrachten wir jede
Materie im Weltall, die sich durch Eigenschaften ihrer Strahlung uns be
macht. Wir können dann — vom physikalischen Standpunkte bzw. von d
nach dem Ursprung des Lichtes aus — folgende Einteilung machen:

α) Die Fixsterne. Diese sind selbständige, selbstleuchtende, verhält
scharf begrenzte Gasbälle.

β) Die chaotischen Gasmassen.

γ) Im reflektierten Licht leuchtende Körper (die Planeten und ihr
liten).

δ) Kosmische Kleinkörper mit verschiedenartiger Ursache des Le
(Kometen, Meteore).

a) Die Fixsterne.

2. Das Spektrum der Fixsterne, Beobachtungsverfahren. Vom
spektrum der Sterne ist nur ein Teil der Beobachtung zugänglich. Na
Ultravioletten hin ist mit 3000 Å etwa durch die völlige Absorption in
atmosphäre uns eine Grenze gesetzt. Das ultrarote Spektrum ist auch
neuester Zeit mit Hilfe der großen amerikanischen Reflektoren unter Anw
von Thermoelementen oder Radiomikrometern bei verhältnismäßig
hellen Sternen untersucht worden. Ferner ist heute das visuelle Beo
der Sternspektren fast ganz durch die photographische Platte — m
gewöhnlicher Schicht oder seltener speziell sensibilisierter — verdrängt
An Beobachtungsinstrumenten[1]) ist heute im Gebrauch:

1. Das Okularspektroskop. Es besteht aus einem mäßig stark dispergi
geradsichtigen Prisma mit Zylinderlinse. Jenes zieht das im Okular punk
erscheinende Bild des Sterns zu einem linienförmigen Spektrum ause
welches durch die Zylinderlinse zum besseren Erkennen der Linien ver
wird. Das Okularspektroskop eignet sich durch seine hohe Lichtstär
äußerst bequeme Handhabung — es braucht nur auf das gewöhnliche
aufgesetzt zu werden — zur kursorischen Untersuchung des visuellen Spe
auch schwächerer Sterne. Größere Ausführungen gestatten — ähnlic

[1]) Abgesehen von solchen zur Erforschung der Sonne, s. Art. ROSENBERG,
Kap. 3.

klassischen KIRCHHOFF-BUNSENschen Spektroskop — die Identifizierung der Linien mittels Skala und Vergleichsspektrum (H-Röhre u. dgl.)[1].

2. Das Objektivprisma. Das parallel auffallende Sternlicht verlangt kein Kollimatorfernrohr. Wird deshalb vor das Objektiv eines photographischen Fernrohrs ein gleich großes Prisma gebracht, so wird das punktförmige Fokalbild des Sternes zu einem linienförmigen Spektrum ausgezogen. Durch geringes Hin- und Herbewegen des Fernrohrs parallel zur brechenden Kante des Prismas wird ein meßbares Spektralband erzeugt[2]. An kleinen Instrumenten derart, verbundenen mit 45°- und 60°-Prismen, sind mehrfach spektralphotometrische und andere Untersuchungen ausgeführt worden, wobei durch eine verschiebbare Kassette die Spektra einer größeren Zahl Sterne direkt untereinandergebracht wurden. Vor allem aber dient das Objektivprisma zu Durchmusterungen, Klassifikationen, indem — bei fester Kassette — die Spektra aller Sterne der betreffenden Himmelsgegend gleichzeitig auf der Platte erscheinen. Die großartigste derartige Verwendung des Objektivprismas haben wir im Draperkatalog der Harvardsternwarte bei Boston und ihrer Filiale in Arequipa in Peru. Die hier verwandten Fernrohre hatten 8 Zoll (20 cm) Öffnung, 1,15 m Brennweite und je 2 Prismen von je 6° brechendem Winkel, die einzeln oder zusammen benutzt werden konnten. Auf ca. 15000 Platten wurden 225000 Sterne einzeln klassifiziert (weiteres s. Ziff. 4).

3. Die Spaltspektrographen. Im Prinzip, auch hinsichtlich Objektiv usw., sind sie völlig gleich denen des Physikers. Nur wird höchster Grad der Stabilität verlangt, da das Instrument am Fernrohr in verschiedenartigster Weise der Wirkung der Schwere unterworfen ist. Ferner muß die Temperatur des Instruments, besonders der Prismen, während der oft mehrstündigen Aufnahmen völlig konstant gehalten werden[3]. Je nach den gestellten Aufgaben wird mit 1 bis 4 Prismen gearbeitet, auch werden zum gleichen Kollimator- und Prismensatz Kameras verschiedener Brennweite benutzt. Als Musterbeispiele seien die Spektrographen I und III des Potsdamer astrophysikalischen Observatoriums[4] sowie der des Dominion Astrophysical Obersvatory in Kanada[5] angeführt. Die meist übliche Dispersion ist 15 bis 20 Å pro Millimeter bei Hγ, für schwache Objekte natürlich erheblich weniger. Betreffs Technik der Aufnahme siehe a. a. O.

3. Das Spektrum der Fixsterne, Klassifikation. Im Laufe der Entwicklung der astronomischen Spektralanalyse sind selbstverständlich eine Reihe Spektralklassifikationen aufgestellt worden, wobei man von Anfang an bestrebt war, ein natürliches System aufzustellen, d. h. die Spektren so zu ordnen, daß sie die mutmaßliche Entwicklungsgeschichte der Sterne darstellen. Von älteren derartigen Einteilungen sei die SECCHIsche genannt, die noch heute zur kurzen Kennzeichnung öfters benutzt wird. Sie lautet:

Typus I Die weißen Sterne, in denen nur die Wasserstofflinien sehr kräftig auftreten. Die anderen Linien fehlen oder sind sehr schwach (Sirius, Wega).

Typus II. Die gelben Sterne, die wie die Sonne ein Spektrum mit zahlreichen feinen Linien besitzen (Arktur, Capella).

Typus III. Die rotgelben und roten Sterne, welche Spektra mit dunklen Bändern liefern, die nach der blauen Seite scharf begrenzt, nach der roten verwaschen sind (α-Orionis, α-Herculis).

---

[1] Näheres s GRAFF, Grundriß der Astrophysik, S. 175, Leipzig, Teubner 1927, u. Zeiß-Astrokatalog S. 79.

[2] Weiteres zur Aufnahmetechnik s. GRAFF, l. c. S. 180, u. MÜLLER-POUILLET, Lehrb. d. Physik. 11 Aufl., 1928, Bd V, 2, S. 33.

[3] ZS f. Instrkde. 1901, S 313

[4] H. C. VOGEL, Astrophys Journ Bd. 11, S. 393. 1900.

[5] J. S. PLASKETT, Publ of the Dominion Astroph Observat. Victoria Bd. 1, 1922.

Tabelle 1. Spektrale Klassifikation.

SECCHI	VOGEL	MAURY	CANNON	Beispiel	Temperatur	Kennzeichen
			P			
(V)	IIb	XXII	Oa bis Oc	ζ Puppis		Die planetarischen flecken (s Ziff 18). Siehe Text
		I	Oe 5	λ Orionis	28000°	H, He, He^+ in Ab desgl. Ca^+ (= Knack HOFER) sowie ande sierte Metalle.
	Ib	II	B0	ε Orionis	21000	Anfangs dominiert triale Helium, später merserie Die Linien H u K sind vorhanden, ab einzelne Linien des spektrums
		III	B1	β Cephei		
		IV	B2	γ Orionis		
			B3	π^4 Orionis		
		V	B5	η Tauri	17000	
		VI	B8	β Persei		
I	Ia	VII—VIII	A0	α Lyrae	13000	Die in allen Spekt vorhandene Balmers herrscht hier völlig da trum, in A0 erreicht stärkste Entwicklu Intensität von H nimmt allmählich zu die Zahl anderer Met
		IX	A2	δ Urs. ma.		
		X	A5	α Aquilae	10000	
		XI	F0	γ Bootis		Allmählicher Überga Sonnenspektrum, die sität der Balmerserie stark ab, die der linien zu.
			F2	ζ Leonis	8000	
		XII	F5	α Can min.	7000	
		XIII	F8	α Urs. min.		
II	IIa	XIV	G0	Sonne	6000	Sonnenspektrum, H sowie das Band G he vor, die Balmerlinien mehr auffällig.
			G5	β Bootis	5000	
		XV	K0	α Bootis	4300	Allmählicher Übergan M-Typus; H u K dom noch, daneben G u sorptionsbänder des oxyds
			K2	γ Aquilae		
		XVI	K5	α Tauri	3400	
III	IIIa	XVII bis XIX	Ma bis Mc	α Orionis	3000	Die Bänder von TiO andere sowie H u. K schen vor, die Balm wechselnd stark (s. T
		XX	Md	o Ceti		Lang periodisch ver liche Sterne, Spektrum dem der M-Sterne, mindestens eine der W stofflinien hell!
IV	IIIb	XXI	Na bis Nc R0 bis R8 S Q	19 Piscium	2400	Siehe Text.

Typus IV. Schwache, meist dunkelrote Sterne, deren Spektra breite d Bänder enthalten, die nach der roten Seite scharf begrenzt, nach der bl verwaschen sind.

Typus V. Sterne aller Farben, in denen helle Linien (besser Banden) treten.

Vor und nach 1900 (bis etwa 1910) war dann die VOGEL-SCHEINER Gruppierung stark gebräuchlich. Sie ist gutteils eine Erweiterung und U

teilung der SECCHISchen[1]), ist aber heute völlig verlassen worden. Führend auf dem Gebiete blieb die Harvard-Sternwarte mit nach und nach vier Einteilungen, von denen die zweite und dritte, da früher ebenfalls viel im Gebrauch, kurz, die vierte aber, da heute ganz allgemein angewandt und als natürlichstes System länger besprochen sei.

Im ersten (kleinen) Draperkatalog[2]) sind 16 Klassen enthalten, die sich auf die fünf SECCHISchen Typen wie folgt verteilen: I. A bis D, II. E bis L, III. M, IV. N, V. O bis Q; l. c.[1, 2]) ist eine Beschreibung der einzelnen Typen gegeben, wobei zuweilen offengelassen ist, ob die Unterschiede wirklich reell oder durch instrumentelle Verhältnisse (Fokus) bedingt sind. Dieser zweiten PICKERINGschen Einteilung folgte bald die von Miß MAURY[3]), die 22 Gruppen — mit I bis XXII bezeichnet — enthält, vgl. Tabelle 1; auch sie wurde um 1910 aufgegeben. Sie fügte die ersten Zusatzbezeichnungen ein, von denen noch heute die Buchstaben c — für Sterne mit kräftigen dunklen, aber scharfen Linien, kennzeichnend, wie wir heute wissen für die Übergiganten (s. Ziff. 10) — und p (pekuliar) vom normalen Aussehen abweichende Spektren sich erhalten haben. PICKERING und Miß CANNON griffen 1897 und 1912 wieder auf die Buchstabenbezeichnungen zurück[4]), merzten aber eine große Zahl von ihnen aus, so daß in großen Zügen die alte Drapereinteilung bestehen blieb, und nur — entsprechend den derweil erworbenen neuen Kenntnissen — die Reihenfolge der Buchstaben geändert wurde. Über 99% aller Sternspektren können in eine Folge gebracht werden, deren typische Klassen die Bezeichnung B, A, F, G, K und M erhalten. Zwischengruppen sollen durch Dezimalen bezeichnet werden. So liegt z. B. das Spektrum von Algol (β Persei) B8A näher einem A als einem B-Stern, gekürzt B8. Dies wurde dann die heute ganz allgemein und ausschließlich benutzte Klassifikation, zumal auch der große Draperkatalog[5]) ganz auf ihr beruht. Tabelle 1 gibt einen Vergleich der verschiedenen Klassifikationen[6]), Beispiele, wahrscheinlichste Oberflächentemperaturen (s. Ziff. 7), sowie die wichtigsten Eigenschaften der betreffenden Spektren. Bezüglich weiterer Einzelheiten sei auf die hier und später gegebene Literatur, besonders auf die Einleitung des Draperkatalogs, hingewiesen.

4. Die weitere Entwicklung der Spektralklassifikation. Die Harvard-Klassifikation beruht (fast) ganz auf dem Auftreten der Absorptionslinien in den Sternspektren. Dabei hatten die Objektivprismenaufnahmen verhältnismäßig geringe Dispersion. Das Studium von Spaltspektrogrammen, Spezialuntersuchungen einzelner Linien und sonstige Kenntnisse bezüglich einzelner Sterne mußten zu weiteren Klassifikationsmerkmalen führen, die dann in Form von kleinen Buchstaben an den Kern, die Harvardklasse, angefügt wurden[7]). Neben den angeführten c und p haben wir so heute: n (nebulos) verwaschen, s (sharp scharf, in Richtung, aber nicht so stark wie das durch c gekennzeichnete Verhalten der Linien, g (giant) Riesensterne (s. Ziff. 10), d (dwarf) Zwergsterne, e Linien in Emission, v Spektrum variabel, r Linienumkehr (reversion), k ruhende Kalziumlinien (s. Ziff 15b), q Novacharakter des Spektrums (s. Ziff. 13). Es kann nunmehr die Beschreibung eines Spektrums symbolisch weit getrieben werden, was 2 Beispiele zeigen mögen: σ Geminorum gK1e, ein Riese vom Typus K1 mit einigen Emissionslinien; β Lyrae = cB8 + B2nep ein spektro-

[1]) J. SCHEINER, Populäre Astrophysik 2. Aufl., S. 584—587. 1912.
[2]) Annals of the Harvard College Observatory (gekürzt H. A.) Bd. 26. 1890.
[3]) A. C. MAURY, H. A. Bd. 28, Tl. 1. 1897.
[4]) E. C. PICKERING u. A. J. CANNON, H. A. Bd. 28, Tl. 2. 1901; Bd. 56, Tl. 4. 1912.
[5]) H A. Bd. 91 bis 99
[6]) Z. T. nach „Die Kultur der Gegenwart", Bd. Astronomie, S. 401.
[7]) Astrophys. Journ. Bd. 57, S 65. 1923.

skopischer Doppelstern, erste Komponente Typus B8 mit scharfen dunklen Wasserstofflinien, ein Übergigant, die zweite Komponente B2 mit verwaschenen Linien, die eine oder andere in Emission, sowie sonstigen Eigentümlichkeiten.

Bezüglich der selteneren Spektraltypen sei folgendes bemerkt: Die Sterne höchster Oberflächentemperatur, 20000° und mehr, gehören dem O-Typus an. So gering sie an Zahl, so verschiedenartig ist ihr Aussehen. Eine entwicklungsmäßige Ordnung ist hier zum Teil noch nicht möglich. Der Draperkatalog beschreibt die Typen kurz wie folgt:

Oa ein breites helles Band, Mitte bei 4650, ist der hellste Teil des Spektrums, $H\gamma$, $H\delta$ und einige andere Linien als helle Bänder daneben.

Ob hellstes Band bei 4686 (He^{+}), daneben hell $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ und die ζ Puppis (He^{+})-Linien.

Oc Bänder etwas schmäler als bei Oa und Ob, u. a. je eines bei 4686 und 4638, sonst wie Ob.

Od alle Linien dunkel, außer 4686 und 4638. Die dunklen gehören vor allem dem He^{+} an.

Oe ähnlich Od, einige Si- und andere Metallinien dazu.

Oe5 gibt den Übergang zu den B0-Sternen.

PLASKETT[1]) dagegen trennt die O-Sterne in solche mit dominierenden Emissions- und solche mit Absorptionsspektren. Die Emissionsbanden hält er für stark verbreiterte Linien, die er soweit als möglich mit solchen von H, He^{+}, O^{+}, O^{++}, O^{+++}, Si^{+} bis Si IV usw. identifiziert. Je nach der Breite und dem Ursprung lassen sich die Spektren dann nach dem Erregungszustand ordnen. Die Absorptionsspektren dagegen sucht er in Anlehnung an die übrige Drapereinteilung dezimal von O5 bis O9 (Anschluß B0) nach der Stärke des Auftretens der He^{+} und andere Linien zu ordnen. Die O-Sterne mit Emissionsbanden werden nach ihren ersten Entdeckern häufig auch Wolf-Rayetsterne genannt.

Neuerdings hat man — in Spezialarbeiten — statt der Beziehungen Ma, Mb, Mc die dezimale Fortführung Mo, M5, M10 eingeführt. Da die Md-Sterne als Grund ein normales M-Spektrum haben mit darüberliegenden hellen H-Linien, bezeichnet man diese folgerichtig mit M1...10e.

Die R-, N- und S-Spektren gleichen sich in vieler Hinsicht, starke Bandenbildung, schwaches kontinuierliches Spektrum in Violett und Blau; sie unterscheiden sich durch die Art und Struktur ihrer Banden. N-Sterne: Kanten der Absorptionsbänder an der roten Seite (umgekehrt wie bei den M-Sternen). Sie gehören dem Kohlenwasserstoff und Zyan an; die Unterteilung Na – c bzw. neuerdings N0, N3, N5 entspricht der allmählichen Abnahme des kontinuierlichen Spektrums der kürzeren Wellenlängen. Nc-Sterne haben fast nur noch rotes Licht, jedenfalls keines mehr über $H\beta$ hinaus. Die wenigen R-Sterne stellen den Übergang vom Typus K (nicht M!) nach N hin dar. Vom Typus S sind bis heute erst ca. 20 Sterne bekannt[2]). Sie sind den M-Spektren verwandt, auch im Draperkatalog häufig so bezeichnet. Helligkeit oft veränderlich, in diesen Fällen gleicht ihr Spektrum den Veränderlichen vom Md-Typus durch das Auftreten heller Wasserstofflinien. Im übrigen vergleiche man die angeführte Originalarbeit. Die Spektra der neu aufleuchtenden Sterne sind sehr starkem Wechsel unterworfen. In ihren verschiedenen Phasen sollen sie mit Qa, b, c, u, x, y, z bezeichnet werden (s. Ziff. 14).

5. Das Vorkommen der chemischen Elemente in den Atmosphären der Sterne. Neuere Forschungen haben es wahrscheinlich gemacht, daß alle unsere

[1]) J. S. PLASKETT, Publ Dominion Astrophys. Observ Victoria Bd. 2, Nr. 16. 1924.
[2]) P. W. MERRIL, Astrophys Journ. Bd 56, S. 457 1922.

Tabelle 2. Vorkommen der Elemente in den Sternatmosphären.

Nr	Element	Bemerkungen
1	H	Balmerserie in fast allen Spektren, am stärksten bei A0. Lymanserie zu sehr im Ultraviolett.
2	He	Tritt normalerweise nur in O- und B-Sternen auf. Bei A-Sternen verschwunden.
	H^+	Die ζ Puppisserie (früher H zugeschrieben) schon lange bekannt. Nur bei den heißesten Sternen, die Linie 4686 desgleichen. Letztere auch in den gasförmigen Nebeln und den Novae.
3	Li	Das Doublett 6707 in Sonnenspektren, zu schwach oder „blended" in Sternspektren.
6	C	Vorläufig unbekannt.
	C^+	Durch das Dublet 4267 in den O-Sternen vertreten; auch C^{++} ist für die Wolf Rayet-Sterne wahrscheinlich gemacht, weniger das Vorkommen von C^{+++}
	CN	oder C_2N_2, das Zyan, durch die Banden bei 3885 und 4215 in G- und K-Sternen, aber auch bei heißeren nachgewiesen. Typisch für die N-Sterne und Kometenköpfe.
	CO	Tritt in N- und R-Spektren sowie in den der Kometenschweife auf. Auch das „Swanspektrum" ist den Kometen eigentümlich.
	CH	Durch das Band bei 4314 bei G- und K-Sternen, aber auch bei heißeren vertreten.
7	N	Nicht nachgewiesen außer in Verbindung mit C.
	N^+	1 Linie (3995) bei den B-Sternen
	N^{++}	2 Linien (4097, 4103) bei den O-Sternen, andere werden in den Spektren der Novae vermutet
8	O	Nur das Triplet bei 7700 auf der Sonne beobachtet.
	O^+	Mehrere Linien bei den heißesten Sternen, am stärksten bei B1.
	O^{++}	Mehrere Linien bei den heißesten Sternen.
		Oxyde (CO, TiO_2, JO_2) treten in den Spektren der Sonne sowie der G- und kühleren Sterne auf.
11	Na	Nur die D-Linien bekannt.
12	Mg	Durch mehrere Linien im Spektrum A--M vertreten.
	Mg^+	Durch das Dublet 4481 von O—A vertreten.
	MgH_2	Nach FOWLER im Sonnenfleckenspektrum.
13	Al	Die Linien 3944 und 3957 treten bei G- und kühleren Sternen auf.
	Al^+	und Al^{++} sind beim B-Spektrum zu erwarten, aber noch nicht gefunden.
14	Si	Linie 3905 tritt vom F0 an in den kühleren Sternen auf.
	Si^+	Vertreten bei den heißeren Sternen bis F0 durch die Linien 4128 und 4131.
	Si^{++}	In Spektren zwischen B0 und B3 durch das Triplet 4552, 4568 und 4574 vertreten.
	Si^{+++}	Hat 3 Linien bei den kälteren O und den B-Sternen.
16	S	Nicht nachweisbar, dagegen S^+ und S^{++} durch mehrere Linien in den Spektren der B-Sterne
19	K	Die Linien 7664 und 7699 treten sehr schwach im Sonnenspektrum auf, sonst wenig hierüber bekannt.
20	Ca	Mit mehreren Linien bei den kühleren Sternen von F0 an vertreten.
	Ca^+	Durch die empfindlichen H- und K-Linien in der Mehrzahl der Spektren vertreten.
21	Sc	Schwach im Sonnenspektrum; nicht nachgewiesen bei den Sternen wegen ungünstiger Lage der Linien.
	Sc^+	6 Multiplets zeigen es im Sonnenspektrum, einige Linien davon auch bei Sternen.
22	Ti	Durch zahlreiche Linien in vielen Spektralklassen vertreten.
	Ti^+	
	TiO_2	Bei den M-Sternen, aber auch bei G und K.
23	V	Von F0 an bei den kälteren Sternen.
	V^+	Das Sonnenspektrum zeigt mehrere Multiplets, die für die Sterne zu stark im Ultraviolett liegen.
24	Cr	Auf der Sonne und den kühleren Sternen vorhanden.
	Cr^+	Auf der Sonne nachgewiesen.
25	Mn	Von A0 an bei den kühleren Sternen.
	Mn^+	Ein Multiplet im Ultraviolett des Sonnenspektrums.
26	Fe	Zahlreiche Linien besonders im Spektrum der kühleren Sterne.
	Fe^+	Zahlreiche Linien besonders im Spektrum der heißeren Sterne.

Nr.	Element	Bemerkungen
27	Co	Im Ultraviolett des Sonnenspektrums vorhanden, ungünstig gel Sternspektra.
28	Ni	Zahlreiche Linien im Sonnenspektrum, die meist zu schwach zum I im Sternspektrum.
29	Cu	4 Linien im Sonnenspektrum, die unbrauchbar sind für Sternspektro
30	Zn	Die Linien 4722 und 4810 in den Sternspektren vom Typus F0 a kühleren.
31	Ga	Die Linien 4033 und 4172 im Sonnenspektrum, zu schwach für Stern
37	Rb	2 rote Linien, schwach im Sonnenfleckenspektrum, zu schwach fü spektra.
38	Sr	Die Linie 4607 nimmt von F0 nach den kühleren Sternen hin an St
	Sr^+	Die Linien 4215 und 4077 von A0 an sichtbar, Maximum bei K2
39	Y	Mindestens 8 Linien im Sonnenspektrum, die zu schwach für Sternspek
	Y^+	4 meist schwache Multiplets nachgewiesen auf der Sonne.
40	Z	Mehrere Linien im äußersten Ultraviolett des Sonnenspektrums.
	ZO_2	Tritt in den Banden der S-Sterne auf.
41	Nb	Nach ROWLAND im Sonnenspektrum, weitere Untersuchungen fehlen
42	Mo	Auf der Sonne, Linien zu schwach für Sternspektra.
44	Ru	
45	Rh	
45	Pd	Die stärksten Linien im Sonnenspektrum; zu schwach für Sternspe
47	Ag	
48	Cd	
50	Sn	Vielleicht (?) durch eine Linie im Spektrum von Antares vertreten
56	Ba	Im Sonnenspektrum
	Ba^+	Im Sonnenspektrum und in Sternspektren von A3 an zu den kühl
57	La	
58	Ce	Die Spektra der seltenen Erden sind so linienreich, daß mehrfach
60	Nd	nicht durchgängig sicher — Identifizierungen in Sonnen- und St
63	Eu	tren geschehen sind.
65	Tb	
82	Pb	Nach ROWLAND eine Linie im Sonnenspektrum.
88	Ra	Gelegentlich im Sonnenspektrum vermutet, aber wenig wahrscheinl
		Vorläufig nicht nachweisbar sind die Elemente B, F, Ne, P, Cl, A, Br, Kr, Sb, Te, J, Xe, Au, Rd.
		Durch sehr schwache Sonnenlinien vielleicht vertreten sind Be, Ge, W, Os, Ir, Pt, Hg, Tl, Bi, Th, U.

chemischen Elemente auf den Fixsternen ebenfalls vorhanden sind. A großen Zügen wenigstens in etwa dergleichen relativen Häufigkeit wie a Erde[1]). Der Einzelnachweis ist und wird aber oft nicht möglich sein. I sind in den Astrospektrogrammen mit ihrer verhältnismäßig geringen Dis außerordentlich viele Linien „blends", also aus den Linien mehrerer El zusammengesetzt, und dann ist der der Beobachtung zugängliche Wellenl bereich sehr begrenzt durch die verschiedenen Absorptionen in der Erdatmo und die Eigenschaften der Spektrographen und Platten. Das bestunter Gebiet erstreckt sich von etwa 3800 bis 6000 Å. Die vermutlichen Zu in den Sternatmosphären (Temperatur, Druck usw.) verursachen bei Elementen aber nur Linien, die außerhalb des genannten Bereiches liegen. den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse gibt vorstehende Tabell gedrängte Übersicht[2]). Andererseits haben wir in den Sternspektren noc beträchtliche Anzahl Linien, deren Ursprung noch nicht ermittelt werden k Die neueste Liste derart gibt BAXANDALL[3]). Sie wird sich gewiß mit dem

[1]) C. H. PAYNE, Proc Nat Acad. Amer 1925, S 192.

[2]) Ausgezogen aus C. H. PAYNE, Stellar Athmospheres. Harvard Observatory graphs 1925, mit ausgedehnten Term- und Literaturnachweisen.

[3]) F. E. BAXANDALL, Month. Not. Bd. 83, S. 166. 1923; Bd. 84, S. 568. 1924.

schritt der theoretischen und experimentellen Spektralanalyse verkleinern, mit dem Fortschritt der astronomischen Arbeiten vielleicht vergrößern.

6. Die scheinbaren Helligkeiten der Fixsterne. Die weitaus größte Zahl der Fixsterne ist für eingehende spektralanalytische Studien zu schwach. Es bleibt da nur übrig, die Gesamtintensitäten großer Wellenlängenbereiche miteinander zu vergleichen, d. h. entweder die Gesamtenergien im visuellen Teil der Strahlung, die verschiedene Sterne uns zusenden (visuelle Photometrie, analog photographische, photoelektrische usw.), oder die Intensitätsverhältnisse beim gleichen Objekt zwischen visuell wirksamer Strahlung zur photographisch wirksamen und ähnliches zu ermitteln, d. h. die Bestimmung der verschiedenen Arten von Farbenäquivalenten (s. Ziff. 8).

Die Intensitätsverhältnisse der Sterne werden in Größenklassen ausgedrückt, in einer im Anschluß an die geschichtliche Entwicklung heute klar definierten experimentellen Skala, die sich als die den Verhältnissen durchaus angemessenste erwiesen hat. Vom Altertum an bis zur zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts wurden die mit freiem Auge sichtbaren Sterne in solche erster bis sechster Größe eingeteilt, an Hand mehr oder weniger genauer Schätzungen, wobei schließlich dezimale Unterabteilungen eingeführt wurden. Schon bald nach Erfindung des Fernrohrs war diese Schätzungsskala nach bestem Können der einzelnen Beobachter fortgesetzt worden. Ganz dem FECHNERschen psychophysischen Grundgesetz entsprechend fand man dann nach der ersten Einführung astrophotometrischer Instrumente, daß zwischen den einzelnen Größenklassen nahezu konstante Intensitätsverhältnisse waren. Und zwar war ein Stern $(n+1)$ter Größe etwa 2,5mal schwächer als einer $n$ter Größe; einem Unterschied von 5 Größenklassen entsprach also nahe das Intensitätsverhältnis $2{,}5^5:1 =$ etwa $100:1$. Nach dem Vorschlage von PICKERING u. a. definierte man nun, daß fünf photometrischen Größen das Intensitätsverhältnis $100:1$ genau entsprechen solle, oder in Formel $m_1 - m_2 = -2{,}5(\log J_1 - \log J_2)$. Wurde der Nullpunkt der photometrischen Skala noch so gelegt, daß den als 6^m geschätzten Sternen im Mittel auch die photometrische Größe $6^m{,}00$ entsprach, so war damit weitgehende Übereinstimmung zwischen der historisch gewordenen Skala und den gemessenen Intensitätsverhältnissen hergestellt. Die hellsten Sterne erhielten dann negative Größenangaben, z. B. Regulus $1^m{,}34$, Wega $0^m{,}14$, Sirius $-1^m{,}58$, Venus bis zu $-4^m{,}5$, der Vollmond $-12^m{,}55$, die Sonne $-26^m{,}72$.

Auf die visuellen photometrischen Meßmethoden kann hier nicht weiter eingegangen werden. Das Prinzip des wichtigsten hierhergehörigen Instruments, des ZÖLLNERschen Photometers, ist in nebenstehender Abbildung angedeutet. Im übrigen sei auf die angeführte Literatur verwiesen[1]). Die Zahl der heute visuell photometrierten Sterne übersteigt weit die 100000. Neben zahlreichen Sonderuntersuchungen seien besonders die großen Kataloge von MÜLLER und KEMPF[2]) sowie von PICKERING[3]) erwähnt, ersterer wohl an innerer wie systematischer Genauigkeit der Beste, letztere wegen der riesigen Zahl be-

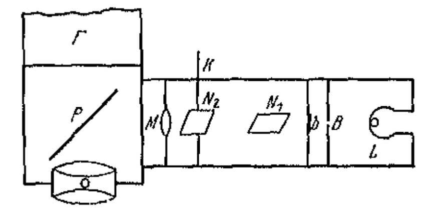


Abb. 1. ZÖLLNERsches Photometer. L Lampe, B Lochblende, b Blauglas, $N_1 N_2$ Nikols, K Ablesung des Intensitätskreises, M Mikroskopobjektiv, F Fernrohr, O Okular, P planparallele Glasplatte.

[1]) G. MÜLLER, Photometrie der Gestirne. Leipzig 1897; K. SCHILLER, Einführung in das Studium der veränderlichen Sterne. Leipzig 1923; ferner MÜLLER-POUILLET, l. c. S. 48; K. GRAFF, l. c. S. 201.

[2]) Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Bd. 17.

[3]) E. C. PICKERING, Harv. Ann. Bd. 50, 54 und verschiedene andere.

obachteter Sterne unentbehrlich. Zwischen den verschiedenen Helligkeitskatal
sind natürlich systematische Unterschiede vorhanden. Von kleinen Verschie
heiten in der Definition des Nullpunktes der Skala abgesehen, lassen sie
im wesentlichen aus der Physiologie des Auges erklaren. Z. B. sind die Beobac
MULLER und KEMPF mehr nach rot hin empfindlich gewesen als PICKER
so daß die Potsdamer Beobachter einen roten Stern heller angeben als e
weißen, wenn im Harvardkatalog beide als gleichhell bezeichnet werden. Fe
spielt beim Übergang von hellen zu schwachen Sternen bei Verwendung
Fernrohren verschiedener Öffnung das Purkinjephanomen eine wichtige R
Es kann aber hierauf, wie auch auf die Prinzipien der photographisch-ph
metrischen Methode, hier nicht näher eingegangen werden[1]).

Bei letzterer ist ferner von größter Bedeutung der Unterschied zwis
gewöhnlichen photographischen Größen — erhalten mit normalsensibilisie
Platten, Empfindlichkeitsmaximum etwa bei 0,43 μ — und den photovisu
unter Verwendung ortho- oder panchromatischer Platten mit und ohne
wendung von Gelbfiltern. Letztere entsprechen etwa den visuellen Größen. A
hier seien die wichtigsten Kataloge nur kurz angeführt: 1. Die Göttinger Akt
metrie[2]) enthält alle Sterne bis $7^m,5$ visuell von 0° bis +20° Dekl. (SCHW
SCHILD und Mitarbeiter). 2. Die Yerkes-Aktinometry (PARKHURST) analog
selben Sterne zwischen +80° und dem Nordpol[3]). 3. H.A. 101 bis 103. Um
die Stellarstatistik die erforderlichen homogenen Grundlagen zu schaffen, h
1904 KAPTEYN in seinem Plan of selected areas 206 gleichförmig über den Him
verteilte 2°·2° große Areale ausgesucht, deren Sterne nach den verschie
artigsten Methoden untersucht werden sollten. In den genannten Bänden
dementsprechend innerhalb dieser Areas die photographischen Helligkeiten
genäherten Positionen für ca. 240000 Sterne enthalten. 4. Die systematis
Unterschiede der verschiedenen photographisch-photometrischen Arbeiten
langten das Aufstellen photometrischer „Normalsterne" aller Helligk
(analog den internationalen Eisennormalen in der Spektroskopie). Hierzu
die „Nordpolarsequenz", d. h. 150 Sterne dicht am Nordpol von 2^m (Pol
bis 21^m, deren Helligkeiten heute, was systematische wie zufällige Unsic
heit anlangt, auf wenige Prozent genau (d. h. $\pm 0^m,02$ etwa) festgelegt si

Etwa ab 1910 haben zuerst die lichtelektrischen Eigenschaften des S
(STEBBINS), dann die der Kathodenröhren mit Belag von kolloidalen Al
metallen zur astronomischen Intensitätsmessung Verwendung gefunden. Füh
waren hierbei die Arbeiten von ROSENBERG[5]) und besonders GUTHNICK[6]), w
letzterer mehrfache Nachahmung im Auslande gefunden hat. Die Meßgena
keit ist eine außerordentlich viel höhere als die der üblichen visuellen und pl
graphischen Methoden; die Empfindlichkeit gegenüber Beschädigungen de
strumente verschiedener Art allerdings ebenfalls, so daß diese Methode in e
Linie zum Studium einzelner interessanter Sterne in Frage kommt und
nicht zu Massenbestimmungen im Sinne der angegebenen visuellen und pl
graphischen Helligkeitskataloge verwandt worden ist. Ähnliches gilt von
thermoelektrischen und verwandten Beobachtungsverfahren.

Von gewissem Interesse ist schließlich noch die Untersuchung, wel
die schwächsten Sterne sind, die man mit freiem Auge noch wahrnehmen k

[1]) s. Fußnote 1 auf S. 179.
[2]) K. SCHWARZSCHILD, Astron. Mitt. Göttingen, Nr. 14 u. 15.
[3]) J. A. PARKHURST, Astrophys. Journ. Bd. 36, S. 169. 1912.
[4]) Trans. of the Internat. Astr. Union 1922.
[5]) H. ROSENBERG, Naturwissensch. 1921, S. 359.
[6]) P. GUTHNICK, Veröffentl. d. Sternwarte Berlin-Babelsberg. Bd. I 1 u. II 3

Der klassischen Größeneinteilung entsprechend sind es die 6^m, vorausgesetzt eine gut klare und mondfreie Nacht. Mondschein oder anderes störendes Licht, sowie irgendwelche Trübungen können diese Grenze weit herabsetzen. Wird das Auge sehr gut geschützt und längere Zeit dunkel adaptiert (Beobachtung durch ein langes geschwärztes Rohr), so kann man unter günstigsten Verhältnissen bis ca. $8{,}5^m$ gelangen, was nach den Ausführungen RUSSELLS[1]) etwa 10^{-9} Erg/sec entspricht.

7. Fixsternparallaxen[2]). Für die Kenntnis der Entfernungen der Fixsterne bzw. ihrer Parallaxen sind die trigonometrischen Meßverfahren grundlegend, und auch hier heute nur die mit photographischen Instrumenten mit über 5 m Brennweite ausgeführten. Ihr Prinzip ist folgendes: Der Parallaxstern wird mit seiner Umgebung zu mindestens drei verschiedenen Epochen aufgenommen, z. B. im Frühjahr, Herbst und Frühjahr. Fünf oder mehr Nachbarsterne liefern die Beziehungen der verschiedenen Platten zueinander, d. h. ihre relative Orientierung, Maßstab und Nullpunkt, und damit weiter in einem einheitlichen System den jeweiligen Ort des Parallaxsterns; dieser ändert sich infolge der jährlichen Parallaxe und der Eigenbewegung. Letztere wird aus den Orten abgeleitet, die in verschiedenen Jahren aber zu gleicher Zeit erhalten sind, erstere aus denen von verschiedener Jahreszeit herstammenden. Daß bei allen Rechenoperationen die Methode der kleinsten Quadrate in weitgehenster Art Anwendung findet, sei nur nebenbei bemerkt.

Direkt wird auf diesem Wege nur die Differenz der Parallaxen von den Vergleichssternen und den neu zu bestimmenden ermittelt, die sog. relative Parallaxe. Der Übergang zur absoluten kann nur in Anlehnung an stellarstatistische Arbeiten erfolgen. Vor allem KAPTEYN und seine Schüler haben hierfür Tabellen abgeleitet[3]), die für Sterne einer bestimmten Helligkeit, galaktischen Breite, Eigenbewegung und Spektrum die statistisch zu erwartende Parallaxe geben, die hier also für die mittleren Eigenschaften der Vergleichsterne anzuwenden sind. Trotz des häufigen Gebrauchs dieser Tabellen ist ersichtlicherweise ihre Anwendung nur beschränkt berechtigt. Für die größeren Parallaxen sind ihre etwaigen Fehler belanglos. Bei den kleinen kann ihre Anwendung zu irrigen Schlüssen führen.

Gegenwärtig liegen über 1700 derartige Parallaxbestimmungen einzelner Sterne vor. Ihre Ergebnisse lassen sich wie folgt kurz zusammenfassen: Nur sehr wenige Sterne haben $\pi > 0'',25$, keiner über $1'',00$. D. h. alle Fixsterne sind in größerer Entfernung als das rund 3×10^5fache der Entfernung Erde—Sonne, die Erdbahn als Basis ist also recht klein. Da die moderne Meßgenauigkeit ca. $\pm 0'',015$ beträgt, so ist der Bereich der trigonometrischen Parallaxen noch nicht 70 Sternweiten[4]) groß. Kleinere Werte oder negative Parallaxen besagen nur die Unmeßbarkeit der Entfernung. Da nachgewiesenermaßen zum Teil diese ausgedehnten Beobachtungsreihen zudem merkliche systematische Fehler aufweisen, deren Erörterung hier zu weit führen würde, können wir gegenwärtig die Meßgrenze nicht weiter hinausschieben.

Es haben sich daher indirekte Verfahren herausgebildet, die Distanzen von Fixsternen ermitteln. Ihnen allen liegen folgende Hypothesen zugrunde: a) Sterne, bei welchen gewisse physikalische Eigenschaften gleich sind, haben auch die gleiche absolute Leuchtkraft, ihre scheinbare Helligkeit ist dann ein

---

[1]) H. N. RUSSELL, Astrophys. Journ. Bd. 45, S. 60. 1917.

[2]) Vgl. hierzu G. SCHNAUDER in „Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften". Bd. II, S. 19. 1923.

[3]) P. C. KAPTEYN, Publ. Astron. Labor. Groningen, Nr. 29.

[4]) Zu diesen Ausführungen vergleiche man auch S. 190 u. 191.

Maß für ihre Entfernung, wenn b) keine Absorption systematischer Art
Lichtes im Universum stattfindet. Erforderlich ist weiter, c) daß wir aus Ster
unserer Umgebung erst auf trigonometrischem Wege die zu bestimmten Ke
zeichen gehörenden absoluten Helligkeiten ermitteln.

Stellarstatistische Methode (nur der Ideengang in Form eines E
spieles). Von einer Gruppe Sterne gleichen Spektraltypus mögen sowohl
Radialgeschwindigkeiten (R.G.) wie Eigenbewegungen (E.B.) vorliegen. In c
beobachteten R.G. steckt die Bewegung des Sonnensystems relativ zum Syst
aller Sterne der Gruppe. Ihre zum Äquator orientierten Geschwindigkeitsko
ponenten seien X, Y, Z. Innerhalb des Systems hat jeder Stern eine besond
Bewegung, die insgesamt sich reglos verteilen mögen, deren Komponente
Richtung zur Sonne mit V bezeichnet sei. Infolge fehlerhafter Annahme
Wellenlängen in den Sternspektren (instrumenteller Art oder infolge von St
mungseffekten in den Sternatmosphären) sei die R.G. noch um einen für
betreffende Sterngruppe einheitlichen Betrag K verfälscht. Dann ist

$$\text{R.G.} = V + K + X\cos\alpha\cos\delta + Y\sin\alpha\cos\delta + Z\sin\delta,$$

wenn α, δ die Koordinaten des Sterns sind. In Mittel sollen sich die V aufheb
Dann gibt jeder Stern eine Bedingungsgleichung fur K, X, Y, Z; aus allen
hält man dann nach Methode der kleinsten Quadrate diese vier Unbekannt
Werden die Ergebnisse eingesetzt, so bleiben die V übrig. Ihr absoluter Durc
schnittsbetrag gibt die mittlere Geschwindigkeit der Sterne in km/sec, a
auch die mittlere Ortsveränderung in km/Jahr. Letztere entspricht der mittler
Eigenbewegung in Bogensekunden, beide Daten zusammen liefern uns ersichtli
die mittlere Entfernung bzw. Parallaxe unserer Gruppe und dann mit den zugehö
gen scheinbaren Helligkeiten der einzelnen Sterne auch die absoluten (S. 19
Es führt hier zu weit, die nächsten kritischen Untersuchungen darzulegen, d.
besonders Fragen nach der Sicherheit der Ergebnisse und der Streuung der a
soluten Helligkeiten um den so errechneten Mittelwert. Hat man bei einem ander
vielleicht sehr schwachen Stern die gleichen spektralen Eigenschaften ermittel
wie bei der so behandelten Gruppe, so ergibt die Differenz zwischen sche
barer und absoluter Größe die gewünschte Parallaxe nach der Formel

$$M = m + 5 + 5\log\pi''$$

(vgl. auch S. 190).

Shapleys Methode: 1906 hatte Miß LEAVITT die Magellanischen Wolk
photographisch-photometrisch untersucht. Es sind dies zwei Sternanhäufunge
sicher so fern von uns, daß ihre einzelnen Glieder sich praktisch in der gleich
Entfernung von uns befinden. Die Wolken enthielten sehr viele δ-Cephei-verä
derliche (s. S. 195), die um so schwächer waren, je kürzer ihre Periode war. E
hängt also die scheinbare wie absolute Helligkeit dieser Sterne direkt von d
Dauer des Lichtwechsels ab (s. S. 197). SHAPLEY vertiefte und erweiterte da
Material besonders bezüglich der gleichen Klasse von Veränderlichen in unsere
näherenUmgebung und erhielt dann auf dem eben geschilderten Wege schlie
lich eine Eichkurve, die die Beziehung zwischen der Lichtwechselperiode ein
δ-Cepheisterns und seiner absoluten Helligkeit angibt. Nach mancherlei Angriffe
haben sich heute die Daten SHAPLEYS als im wesentlichen richtig herausgestell
Sind also bei äußerst fernen Sternansammlungen Veränderliche dieser Klass
nachweisbar, so ergeben ihre Perioden durch das SHAPLEYsche Diagramm di
absolute Helligkeit und mit der scheinbaren die Parallaxe.

Kohlschütters Methode: KOHLSCHÜTTER fand zusammen mit ADAM
zuerst bei den Sternen der Typen F—M, daß Objekte, die dem allgemeine

Spektralbefund nach genau dem gleichen Typus angehören, dabei aber laut der trigonometrischen Parallaxe sehr verschiedene absolute Helligkeit haben, sich im Spektrum hinsichtlich des Verhaltens einiger weniger Linien doch unterscheiden. So war es dann ihm und seinen Nachfolgern in der Methode möglich, wieder mit Sternen mit bekannter trigonometrischer Parallaxe und damit absoluter Helligkeit Eichkurven aufzustellen (gesondert für die einzelnen Spektraltypen), die die absolute Helligkeit als Abszisse und das in irgendeiner Skala bestimmte Intensitätsverhältnis ausgewählter Linienpaare als Ordinate haben. Die Anwendung der Eichkurven ist dann die gleiche, wie im vorigen Abschnitt geschildert. Die Methode wurde später von ADAMS u. a. auch auf B- und A-Sterne angewandt. Der gegenwärtig genaueste Katalog derartiger spektroskopischer Parallaxen dürfte der von YOUNG und HARPER sein[1]).

Dynamische Parallaxen. Auf Doppelsterne angewandt, lautet das dritte KEPPLERsche Gesetz $m_1 + m_2 = \frac{a''^3}{\pi''^3} \cdot U^{-2}$; hier sind m_1 und m_2 die Massen der Komponenten in Einheiten der Sonnenmasse, a'' und π'' die große Achse und Parallaxe in Bogensekunden, und U die Umlaufszeit in Jahren (vgl. S. 201). Soweit bis heute bekannt, sind die Massen der Doppelsterne im Durchschnitt der der Sonne gleich. Ist also U und a durch Beobachtung bekannt und wird $m_1 + m_2 = 2$ angenommen, so läßt sich π'' berechnen. Der Fehler dieser Annahme ist nicht sehr bedenklich, da er nur mit der 3. Wurzel eingeht. JACKSON und FURNER[2]) haben dieses Verfahren noch erweitert, falls U noch nicht bekannt ist, sondern nach den bisherigen Beobachtungen die Sterne erst einen Teil ihrer Bahn durchlaufen haben. Auch hier sind die Unsicherheitsfaktoren der gemachten Annahmen gering. Die Methode ist wohl vor allem als eine heuristische zu bezeichnen, um eben auf trigonometrisch erreichbare Sterne hinzuweisen.

Die Methode der Sternströme. Von mehreren Sterngruppen ist bekannt, daß ihre Mitglieder parallel durch den Raum ziehen. Dies kennzeichnet sich einmal dadurch, daß benachbarte Sterne die gleiche Radialgeschwindigkeit haben, und daß die Eigenbewegungen aller zusammengehörenden Sterne auf einen gemeinsamen Fluchtpunkt, den Vertex des Sternstroms, hinzielen. Eine leichte Betrachtung zeigt, daß aus der Radialgeschwindigkeit und dem Winkel zwischen Vertex und dem einzelnen Stern sich seine tangentiale Bewegung in km/sec ergibt. Diese zusammen mit der tangentialen Bewegung im Winkelmaß, der Eigenbewegung, liefert die Parallaxe. Das Verfahren ist schon bei mehreren Sternströmen zur Anwendung gekommen und hat z. B. bei den Hyaden zur vollen Übereinstimmung mit den trigonometrischen Werten geführt; in manchen anderen Fällen ist die Lage des Vertex noch nicht genügend gesichert.

8. Die Zahl der Sterne verschiedener Helligkeiten; das ständige Himmelslicht. Die helleren mit freiem Auge sichtbaren Fixsterne sind ungefähr gleichförmig am Himmel verteilt. Erst wenn man zu schwächeren Sternen kommt, tritt mehr und mehr der Einfluß der Milchstraße hervor in dem Sinne, daß in ihr die Zahl der Sterne pro Quadratgrad eine außerordentlich viel höhere ist als außerhalb derselben. Die nachstehende Tabelle 3 gibt für bestimmte Durchschnittsverhältnisse an, wieviel Sterne sich auf einer Fläche von 1 Quadratgrad Ausdehnung vorfinden, von den hellsten angefangen bis zur 4., 5. usw. photographischen Größenklasse. Es sind dabei getrennte Werte angegeben für Partien in der Milchstraße selbst (0° galaktischer Breite), an ihren Polen (90°)

[1]) R. K. YOUNG u. W. E. HARPER, Publ Astrophys. Obs. Victoria Bd. 3, Nr. 1. 1924.
[2]) J. JACKSON und H. H. FURNER, Month. Notices. Bd. 81, S. 8. 1920.

und für mittlere Verhältnisse am ganzen Himmel (0° bis 90°); die vorletzte Spalte gibt die galaktische Konzentration an, d. h. das Verhältnis der Sternzahlen in der Milchstraße zu dem an ihren Polen. Werden die Werte der 4. Spalte mit 41253,0 (Anzahl der Quadratgrade an der Sphäre) multipliziert, so ergibt sich die Gesamtzahl der Sterne bis zu den jeweiligen einzelnen Größenklassen (letzte Spalte)

Tabelle 3.

Bis m	0°	90°	0°—90°	K	N	Bis m	0°	90°	0°—90°	K	N	
4,0	0,015	0,005	0,009	3,4	$3,59 \cdot 10^2$	13,0	145	21	66	6,8	$2,72 \cdot 10^6$	Zahl der
5,0	0,045	0,013	0,025	3,4	$1,03 \cdot 10^3$	14,0	370	45	160	8,3	$6,54 \cdot 10^6$	Sterne bis
6,0	0,13	0,037	0,071	3,5	$2,92 \cdot 10^3$	15,0	910	87	360	10,5	$1,50 \cdot 10^7$	$0^m,0$ 2
7,0	0,36	0,10	0,20	3,5	$8,22 \cdot 10^3$	16,0	2140	160	790	13,2	$3,27 \cdot 10^7$	$1^m,0$ 12
8,0	1,00	0,28	0,55	3,6	$2,26 \cdot 10^4$	17,0	4800	290	1700	16,6	$7,00 \cdot 10^7$	$2^m,0$ 39
9,0	2,8	0,72	1,5	3,9	$6,24 \cdot 10^4$	18,0	10200	480	3500	21,4	$1,43 \cdot 10^8$	$3^m,0$ 105
10,0	7,8	1,82	4,0	4,3	$1,61 \cdot 10^5$	19,0	21000	770	6600	26,9	$2,72 \cdot 10^8$	
11,0	21	4,4	10,5	4,8	$4,32 \cdot 10^5$	20,0	40000	1080	12300	33,9	$5,07 \cdot 10^8$	
12,0	55	10,0	26	5,5	$1,08 \cdot 10^6$	21,0	74000	1600	21400	44,6	$8,80 \cdot 10^8$	

Die Zahlen der Tabelle sind ein Ergebnis der anläßlich des „Plan of selected areas" von den Sternwarten Harvard, Groningen und Mount Wilson ausgeführten Arbeiten. Insgesamt sind zwar nur etwa 16 Quadratgrad statistisch untersucht worden, doch genügen sie, wie die Einzeluntersuchung zeigte, um die schematische Sternverteilung wenigstens auf wenige Prozent (des Logarithmus) genau zu erfassen. Von $18^m,5$ an ist die Tabelle mit nur geringer Unsicherheit logarithmisch extrapoliert worden[1]).

Der mondfreie, gut klare nächtliche Himmel sendet eine durchaus merkliche Helligkeit aus. Wie stark diese ist und welchen Ursprungs, hat am eingehendsten VAN RHJIN untersucht[2]). Wird die visuelle Intensität eines Sternes $1^m,00$ als Einheit gewählt, so setzt sich im Durchschnitt das von 1 Quadratgrad Oberfläche der Sphäre zu uns gelangende Licht wie folgt zusammen:

Direktes Sternlicht	0,029
Zerstreutes „	0,009
Zodiakal-Licht	0,071
Polarlicht	0,024
Zerstreutes „Erdlicht"	0,032

Im einzelnen können die Beträge der Zahl nach schwanken, so ist die Intensität des Sternlichtes an den Polen der Milchstraße 0,010, in den hellsten von VAN RHJIN auf dem Mount Wilson beobachteten Milchstraßenwolken ca. 0,130, ja, auf der Südhalbkugel nach HOPMANN[3]) bis zu 0,235. Über das Zodiakallicht s. Ziff. 24; soweit die Beobachtungen VAN RHJINS reichen, kann es zwischen 0,045 und 0,325 variieren. Auch das Polarlicht gehört zu den veränderlichen, aber ständigen Lichtquellen, selbst in der niedrigen Breite des Mount Wilson (34°), wie ja auch die Interferometermessungen von BABKOCK gezeigt haben. Mit Erdlicht bezeichnet VAN RHJIN eine weitere nachgewiesene, aber noch unerklärte Erhellung des Himmelsgrundes.

---

1) F. H. SEARES und R. J. VAN RHJIN, Proc. Nat. Acad. Amer. 1925, S. 358, u. Astrophys. Journ. S. 320. 1925.

2) VAN RHJIN, Publ. Astrophys. Labor. Groningen Nr. 31, Auszug Astrophys. Journ. 50, S. 356.

3) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 222, S. 81.

Die reinen Sternlichtmengen sind, wie schon bemerkt, von der galaktischen Breite abhängig; aus VAN RHIJNS und HOPMANNS Beobachtungen ergibt sich im Durchschnitt etwa:

β	J	β	J
± 85°	0,010	± 25°	0,040
65	12	5	74
45	15	0	86

also in der Milchstraße 8mal stärker als an ihren Polen. Innerhalb des eigentlichen Milchstraßengürtels variiert innerhalb und außerhalb der einzelnen Wolken die Sternlichtmenge selbst auf kurze Strecken sehr stark. Photometrische Arbeiten in dieser Richtung haben GRAFF[1]), PANNEKOEK[2]) und HOPMANN[3]) ausgeführt. Erstere beziehen sich nur auf die nördlichen Partien, letztere auf den gesamten Gürtel. Als wichtigstes Ergebnis sei hieraus erwähnt, daß selbst nach Glätten der durch die Wolken verursachten Unregelmäßigkeiten die hellsten Teile des Gürtels im Sternbilde des Schützen liegen, die schwächsten etwa gegenüber im Perseus. Hinsichtlich der hieraus zu ziehenden Schlüsse auf den Bau des Milchstraßensystems kann nur auf die Arbeiten selbst verwiesen werden.

9. Das kontinuierliche Spektrum. Die Untersuchung des kontinuierlichen Spektrums kann sich natürlich nur auf die Messung der Energieverteilung erstrecken und gewinnt volle Bedeutung durch den Vergleich mit der Energieverteilung eines schwarzen Strahlers. Sind die Messungen nur über einem mäßigen Wellenbereich erstreckt, so wird man immer in der Lage sein, eine Farbtemperatur an Hand der PLANCKschen Strahlungsgleichung zu errechnen. Wie weit die so berechneten Zahlen physikalischen Sinn haben, kann sich erst zeigen, wenn die Messungen über verschiedene Partien des Spektrums erstreckt werden; je besser die dann errechneten Temperaturen übereinstimmen, um so eher werden sie der Wahrheit nahekommen[4]).

Bei den zur Messung in Frage kommenden Wellenlängen und Temperaturen ist der Ausdruck $\lambda \cdot T$ so groß, daß den Rechnungen stets die PLANCKsche, nicht ihre vereinfachte WIENsche Form zugrunde gelegt werden muß. Das WIENsche Verschiebungsgesetz kommt nicht in Frage, da wenigstens bei den heißesten Sternen das Energiemaximum der Messung direkt nicht zugänglich ist. Auch das STEPHAN-BOLTZMANNsche Gesetz konnte bisher nur bei der Sonne verwandt werden.

Es sei nun zunächst ein Überblick über die vorzunehmenden Messungsreihen gegeben. Die erste größere Beobachtungsreihe und bis heute einzig fundamentale ist die von den Potsdamer Astronomen WILSING, SCHEINER und MUNCH von 1907 bis 1919 ausgeführte, die sich auf 199 Sterne bis zur 4,5-Größe am Nordhimmel erstreckt[5]). Sie benutzten hierbei ein nach VOGELS Angaben von der Firma TÖPFER gebautes Spektralphotometer, welches an dem großen Refraktor des astrophysikalischen Observatoriums angebracht wurde. In den Spalt des Photometers fiel einmal das Sternlicht und ferner das Licht einer elektrischen Kohlenfadenlampe, die mit konstanter Stromstärke belastet wurde. Zwischen Spalt und Lampe kamen zwei drehbare Nikols. Im Gesichtsfeld des Instrumentes lagen beide Spektren direkt nebeneinander, wurden aber durch passende Blenden bis auf den jeweils zu messenden schmalen Bereich abgedeckt.

---

1) K. GRAFF, Abhandlgn. d. Hamburger Sternw. Bd. II, Nr. 5.
2) A. PANNEKOEK, Ann. d. Sternwarte Leiden Bd. XI, S. 3.
3) J. HOPMANN, s. Fußnote 3, S. 184.
4) Vgl. hierzu die Übersicht von J. HOPMANN, ZS. f. techn. Phys. 1926, H. 1.
5) J. WILSING, J. SCHEINER u. W. MÜNCH, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam 1919, Nr. 74.

In leicht ersichtlicher Weise konnte nun die Energieverteilung im Sternspektrum mit der des Lampenspektrums verglichen werden. Letzteres wurde seinerseits im Laboratorium unter gleicher Belastung der Photometerlampe mit dem eines künstlichen schwarzen Körpers bekannter Temperatur verglichen. Auf dem Umwege über das Lampenspektrum wurden so die Sternspektren an den schwarzen Körper angeschlossen und zwar zunächst an 5, dann an 10 Stellen des Spektrums zwischen 0,642 μ und 0,451 μ. Daß umfangreiche Untersuchungen über systematische Fehler erfolgten, braucht hier nur erwähnt zu werden.

Als zweites größeres Unternehmen der Art sei die Arbeit ROSENBERGS[1]) in Tübingen genannt, der eine wesentlich einfachere Ausrustung benutzte: Eine Astrokamera von 11 cm Öffnung und 110 cm Brennweite, vor welcher sich ein 45°-Prisma befand. Die Kassette war verschiebbar, so daß auf einer Platte zahlreiche Spektren untereinander aufgenommen werden konnten. Ihre Schwärzungen wurden unter einem HARTMANNschen Mikrophotometer an möglichst zahlreichen Stellen zwischen 0,57 μ und 0,34 μ ermittelt. Die Reduktion der Messungen erfolgte im Anschluß an das SCHWARZSCHILDsche Schwarzungsgesetz. Alles wurde auf die Intensitätsverteilung im Spektrum von α Aquilae als Normalstern bezogen. Letzterer wurde seinerseits auf einem nicht ganz glücklichen Wege an die Sonne angeschlossen und für letztere die aus der Solarkonstante ermittelte Temperatur eingesetzt. Zu beachten ist noch, daß ROSENBERG absichtlich seine Aufnahmen etwas extrafokal machte (s. unten).

In neuester Zeit ist die ROSENBERGsche Methode vervollkommnet von SAMPSON[2]) in Edinburg wieder aufgenommen worden, mit etwas größerer Apparatur, Verwendung des KOCHschen Registriermikrophotometers an Stelle des HARTMANNschen und fokalen Aufnahmen im visuellen Gebiet des Spektrums. Hier diente KAPELLA als Normalstern. Abweichend von beiden ist die photographisch-spektralphotometrische Anordnung von PLASKETT jr. an der Viktoriasternwarte in Kanada[3]): Vor den Spalt eines gewöhnlichen Spektrographen setzt er einen Glaskeil nebenstehender Form und sucht durch passende extrafokale Stellung das Sternlicht gleichmäßig über den ganzen Spalt zu verteilen. Ohne den Keil würde er die gewohnten breiten Spektralbilder erhalten. Mit diesem dagegen erhält er Spektra, die, von einer Grundlinie mit normaler Intensitätsverteilung ausgehend, nach oben abschattiert sind; die Linien gleicher Schwärzung im Spektrum werden sich von der Basis verschieden weit entfernen, und zwar, abgesehen von der Helligkeit des Sternes und der Expositionszeit, in Abhängigkeit von der Empfindlichkeit der Platte für Licht verschiedener Farbe, der Energieverteilung im Sternspektrum und den Absorptionsverhältnissen des Keils. Letztere wurden durch Sonderuntersuchungen ermittelt, erstere dadurch, daß auf die gleiche Platte mit gleicher Expositionszeit das Spektrum einer stark abgeblendeten Metallfadenlampe bekannter Temperatur bzw. spektraler Energieverteilung kommt.

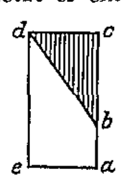


Abb. 2. *bcd* neutral-schwarzes Glas; *abde* klares Glas.

Ein fünftes Verfahren, die Temperaturen der Sterne zu ermitteln, arbeitet wieder im visuellen Gebiete des Spektrums und ist wiederum von WILSING entwickelt[4]). Er benutzt die Eigenschaft des bekannten Jenaer Rotglases F. 4512, Licht verschiedener Farbe sehr verschieden stark zu absorbieren. Seine Absorp-

[1]) H. ROSENBERG, Photographische Untersuchungen der Intensitätsverteilung in Sternspektren Halle 1914.

[2]) R. A. SAMPSON, Month Not Januar 1925

[3]) H H. PLASKETT jr., Publ. Domin Astrophys Obs Victoria Bd. II, S. 213. 1923.

[4]) J. WILSING, Publ. Astrophys. Obs Potsdam 1920, Nr 76

tionskoeffizienten lassen sich sehr nahe in der Form $e^{\beta_\lambda} = e^{\beta_0 + \beta_1/\lambda}$ darstellen. Wird ein derartiges Glas keilförmig geschliffen und in den Strahlengang eines Fernrohres nahe dem Fokus gebracht, so ist die scheinbare Energieverteilung im Sternspektrum gegeben durch $C \cdot \lambda^{-5} e^{-A/\lambda} \cdot e^{-\gamma_0} \cdot e^{(\beta_0 + \beta_1/\lambda)\cdot d}$. Hier ist C eine instrumentelle Konstante, d die Dicke des Keils an der Stelle, bei welcher beobachtet wird; die Extinktion in der Erdatmosphäre wird genügend genau berücksichtigt durch den Ausdruck $e^{(\alpha_0 + \alpha_1/\lambda)\cdot l(z)}$, in welchem $l(z)$ die effektive Weglange des Lichtstrahls in der Erdatmosphäre ist; schließlich wurde die PLANCKsche Strahlungsgleichung wie folgt umgeschrieben: $E_\lambda = C \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{A/\lambda} \cdot e^{\gamma_0}$, wo $A = \frac{c_2}{T} + \gamma_1$, γ_0 und γ_1 sich mit T nur wenig ändern. Mit dem Rotkeil verbindet WILSING ein ZOELLNERsches Photometer, aus welchem das sonst übliche Blauglas zum Weißlichfärben der Photometersterne entfernt ist. Wird der Rotkeil nun genügend tief hereingeschraubt, so läßt sich einmal die Farbe des zu messenden natürlichen Sternes gleich der des Photometersternes machen und ferner durch Verstellen der Nikols auch die Intensität beider. Wie eine leichte Überlegung zeigt, gilt dann die Beziehung:

$$C_* e^{-\gamma_0 - \beta_0 d} \int_{0{,}45}^{0{,}68} \lambda^{-5} e^{-1/\lambda (A_* + \beta_1 d)} d\lambda = C_L \sin^2\varphi \int_{0{,}45}^{0{,}68} \lambda^{-5} e^{-A_L/\lambda} \cdot \lambda d,$$

0,45 und 0,68 sind die Grenzwellenlängen der Lichtempfindlichkeit des Auges, φ ist der Drehungswinkel des ersten Nikols gegen das zweite. Wäre die Temperatur der Lampe bekannt, so würden sich nach entsprechender Untersuchung des Rotkeils im Laboratorium auf diesem Wege die der Sterne ergeben. Bisher ist allerdings meist so verfahren worden, daß man mit Hilfe eines Sternes bekannter Temperatur die der Lampe ermittelte und dann die neu zu bestimmender Sterne.

Die verschiedenen unabhängigen Arbeitsverfahren ergaben im großen ganzen ziemlich übereinstimmende Farbtemperaturen der Sterne bzw., besser gesagt, gut harmonierende c_2/T-Skalen, denn letzteres wird ja eigentlich bei all diesen Messungen direkt gemessen. Die einzige im normalen photographischen Gebiete arbeitende Beobachtungsreihe von ROSENBERG fiel allerdings stark heraus. Referent glaubt, daß dies auf Mängel der Fokusierung und anderer optischer Eigenschaften des Spektralbildes zurückzuführen ist. ROSENBERG verwandte normale Glasplatten, während, wie KIENLE[1]) gezeigt hat, bei diesem Instrumententypus das Spektralbild räumlich stark gekrümmt ist. In mehreren Arbeiten hat nun BRILL durch Neureduktion der ROSENBERGschen Messungen diese zu verbessern gesucht[2]); er kommt zu dem Ergebnis, daß von 0,45 μ etwa an im Ultravioletten durch Absorption in der Sternatmosphäre eine starke Senkung in der Energieverteilung des Sternspektrums gegenüber der des schwarzen Körpers hervorgerufen wird. Doch sei dahingestellt, ob dieses Ergebnis sich bei Wiederholung der ROSENBERGschen Arbeit unter Berücksichtigung der KIENLEschen Vorschläge bestätigt.

1924 hat ABBOT[3]) mit dem 2,5 m-Spiegel des Mount Wilson-Observatoriums das Licht einiger weniger der hellsten Fixsterne aufgefangen, spektral zerlegt und seine Energieverteilung auch im Ultraroten, nämlich von 0,4 μ bis 2,4 μ, radiomikrometrisch gemessen. Die von ABBOT abgeleiteten Temperaturen harmonieren recht gut mit den übrigen und zeigen so, daß die PLANCKsche Strahlungs-

[1]) H. KIENLE, Nachr. d. Ges. d. Wissensch. Göttingen. Math.-phys. Klasse 1925, S. 81.

[2]) A. BRILL, Astron. Nachr. Bd. 218, 219 u. 223; Veröffentl. Berlin-Babelsberg Bd. 5, S. 1. 1924.

[3]) C. G. ABBOT, Astrophys. Journ. Bd. 60, S. 87. 1924.

gleichung auch in diesem Gebiet zu Recht angewandt wurde. Auf der gleichen Sternwarte hatten NICHOLSON und PETITT[1]) sowie COBLENZ[2]) auf der Licksternwarte durch Thermoelemente die Gesamtstrahlung einzelner Objekte gemessen. Unter Berücksichtigung der Absorption der Strahlung im Ultraroten, insbesondere der atmosphärischen Wasserdampfbanden, gelang WILSING[3]) der Nachweis, daß letztere Messungen recht gut mit der üblichen Temperaturskala harmonieren. Wieder ein Beweis für die Anwendbarkeit der Strahlungsgleichung. Die Sterne höchster Temperatur sind aber, allem Anschein nach, in der Potsdamer Messungsreihe systematisch zu niedrig gemessen worden. BRILL[4]) hat die verschiedenen Temperaturskalen nach Möglichkeit zu harmonisieren versucht, und seinen Angaben entsprechend sind die gegenwärtig wahrscheinlichsten Farbtemperaturen der verschiedenen Spektraltypen in Tabelle 1 (S. 174) eingetragen worden.

Eine weitere Bestätigung dieser Temperaturskala gibt die zuerst von EGGERT und MEG-NAD-SAHA aufgestellte und später von anderen stark erweiterte Ionisationstheorie der Sternatmosphäre, auf welche in Band XI, S. 203, eingegangen ist. Einen letzten Beweis für die Verwendbarkeit der Strahlungsgesetze bekommt man schließlich noch wie folgt: Von der Gesamtstrahlung eines glühenden Körpers nimmt unser Auge nur einen begrenzten Teil wahr. An Hand einer Empfindlichkeitskurve des normalen Auges läßt sich das Verhältnis zwischen Gesamtstrahlung und visueller Helligkeit für eine bestimmte Temperatur ermitteln. Ist von den Intensitätsverhältnissen der Gesamtstrahlung die Rede, so spricht man von bolometrischen Größen, deren Skala natürlich die gleiche, wie die sonstige astronomische Helligkeitsskala, ist. Es werden aber die bolometrischen und visuellen Größen je nach der Temperatur des Sternes differieren. EDDINGTON, BOTTLINGER[5]), BRILL und HOPMANN[6]) haben jeweils verschiedene, aber ähnlich lautende Tabellen für die Reduktion der visuellen Größen auf bolometrische veröffentlicht. Wenn man jetzt von zwei Sternen die visuellen Größen und Temperaturen, damit also deren bolometrische Intensitätsverhältnisse, kennt, so gilt folgende Formel, in welcher Δ_1 und Δ_2 die Abstände der Sterne von uns, r_1 und r_1 ihre Durchmesser, H_1 und H_2 ihre bolometrische Intensitäten und T_1, T_2 ihre Temperaturen bezeichnen:

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\Delta_2^2}{\Delta_1^2} \cdot \frac{r_1^2}{r_2^2} \left(\frac{\frac{c_2}{T_2}}{\frac{c_2}{T_1}} \right)^4 .$$

Tabelle 4

Stern	Sp.	Radius kolorimetrisch	Radius interferometrisch
Arktur	K_0	0″,0095	0″,0108
Aldebaran	K_8	0″,0105	0″,0144
Beteigeuze	M_1	0″,0225	0″,0183
Antares	M_2	0″,0200	0″,0173

Nimmt man für den einen Stern die Sonne, so läßt sich hierdurch $\frac{r}{\Delta}$ für den anderen berechnen, d. h. der Winkel, unter welchem der Stern von uns aus gesehen erscheint. Nun ist es vor wenigen Jahren auf dem Mount Wilson mit Hilfe des Interferometers gelungen, die Durchmesser einiger weniger Sterne zu messen[7]). Der Vergleich der strahlungstheoretisch berechneten und der interferometrisch gemessenen Durchmesser läßt, wie die obige Tabelle 4 nach BRILL zeigt, kaum etwas zu wünschen übrig.

[1]) E. PETITT u. S. B. NICHOLSON, Astrophys. Journ. Bd 56. 1922
[2]) W. W. COBLENZ, siehe Lick Obs Bull. Nr. 266 1915.
[3]) J WILSING, Astron Nachr. Bd. 220, S 1. 1924
[4]) A BRILL, Astron. Nachr. Bd. 223, S. 105. 1925
[5]) K F BOTTLINGER, Veroffentl. Berlin-Babelsberg Bd 3, Nr 4. 1923
[6]) J HOPMANN, Astron Nachr. Bd 222, S 323 1924.
[7]) S z B K F. BOTTLINGER, ZS f. Instrkde. 1924, S 540 und hier S. 208.

10. Farbenäquivalente. Die Potsdamer spektralphotometrischen Messungen erfolgten an einem Refraktor von 80 cm Öffnung und 12 m Brennweite. Für die wenigen Messungen PLASKETTS und ABBOTS wurden die beiden allergrößten Reflektoren, die zur Zeit existieren, herangezogen. Die ROSENBERGschen und SAMPSONschen Beobachtungen erforderten stundenlange Exposition, und doch konnten bei all diesen Verfahren nur Sterne heller als 5^m gemessen werden. Wesentlich weiter kommt man mit dem WILSINGschen Rotkeilkolorimeter: An einem kleinen Sechszöller wurden in Bonn hunderte von Beobachtungen von Sternen bis 7^m angestellt. Für alle schwächeren Objekte aber ist man genötigt, irgendeine der nachstehend beschriebenen indirekten Methoden zur Temperaturmessung heranzuziehen.

Zunächst sind hier die Farbenschätzungen zu nennen. Die Farbe der Fixsterne variiert zwischen einem reinen Weiß, Gelb und Rot nebst aller Art von Übergängen und steht natürlich in engstem Zusammenhang mit der Oberflächentemperatur. (Andere Farbangaben, Grün usw., sind auf physiologische Erscheinungen zurückzuführen, die hier nicht zur Diskussion stehen.) Statt die Farbe eines Sterns in Worten oder Buchstaben auszudrücken, zieht man heute nach dem Beispiele von SCHMIDT und OSTHOFF vor, hierfür Zahlen zu setzen, indem 0 den weißesten Tönungen entspricht, 5 etwa die gelbe Farbe bezeichnet, während 8 bis 10 für die verhältnismäßig seltenen tiefroten Sterne bestimmt ist. OSTHOFF u. a. haben ausgedehnte Farbenkataloge veröffentlicht[1]. Sind unter ihren Sternen eine erhebliche Anzahl, deren c_2/T spektralphotometrisch bestimmt ist, so läßt sich statistisch die Beziehung zwischen dieser Größe und der Farbenzahl ermitteln und damit die Temperatur der übrigen Sterne.

An weiteren derartigen Farbenäquivalenten haben wir die „effektiven Wellenlängen". Vor das Objektiv eines photographischen Refraktors setzt man ein ganz grobes Beugungsgitter, z. B. aus 1 cm breiten Streifen von Bandeisen bestehend, die jeweils durch Intervalle von genau 1 cm Breite getrennt sind. Auf der photographischen Platte entstehen dann links und rechts vom Zentralbild ganz kurze sternartige Beugungsspektren, deren Violett dem Zentralbild zugekehrt ist. Eine kurze Überlegung zeigt, daß nun bei einem roten Stern der Abstand der Schwerpunkte der beiden Spektren erster Ordnung größer sein wird als bei einem violetten. Zusammen mit der Brennweite des Fernrohrs und den Abmessungen des Gitters läßt sich aus dem Abstand dieser Bildschwerpunkte dann die Wellenlänge berechnen, die für den betreffenden Stern und die gewählte Plattensorte den stärksten Einfluß hatte, das λ_{eff}. Wiederum muß an einer großen Zahl von Sternen darunter solchen bekannter Temperatur dann statistisch die Beziehung zwischen c_2/T und λ_{eff} abgeleitet werden.

Als wichtigstes Farbenäquivalent müssen wir aber die sog. Farbenindizes betrachten. Diese sind der Unterschied zwischen den photographischen und visuellen Größen der Sterne. Ein weißer und ein roter Stern mögen für das Auge z. B. gleich hell erscheinen, dann wird der rote Stern auf der Platte 1 bis 2 Größenklassen schwächer sein. Man ist übereingekommen, für A_0-Sterne die visuellen und photographischen Größenskalen zusammenfallen zu lassen. Dann werden heißere Sterne photographisch heller sein, negativen Farbenindex haben im Gegensatz zu den kälteren. Auch hier muß wieder statistisch die Beziehung zwischen Farbenindex und Temperatur festgelegt werden. Da die Farbenempfindlichkeit der Augen wechselt, ebenso aber auch die der photographischen Platten, ferner die selektive Absorption in der Fernrohroptik mitspielt, wird

[1] H. OSTHOFF, Specola Astron. Vaticana Nr. 8.

für einen bestimmten beliebigen Stern der Farbenindex verschieden ausfallen, je nachdem, welche Beobachtungsreihen man miteinander kombiniert.

Neben dem photographisch-visuellen Farbenindex haben wir noch eine Reihe anderer. Z. B. die Größenunterschiede zwischen Aufnahmen mit normalen Platten und orthochromatischen mit Gelbfilter (photovisuelle Größe); oder zwischen visuellen Beobachtungen durch ein Blauglas und ein Gelbglas u. a. Auch die photoelektrischen Meßmethoden liefern uns ausgezeichnete Farbenindizes, indem der Stern z. B. durch verschiedenfarbige Filter gemessen wird oder wechselnd mit einer Natrium-, Rubidium- oder Kaliumzelle u. ä. Einige der wichtigsten Relationen zwischen diesen verschiedenen Farbenäquivalenten und dem c_2/T andererseits sind in nachstehender Tabelle zusammengestellt. Auf einige seltenere verwandte Methoden, wie die bestimmter extrafokaler Aufnahmen nach TICHHOF u. a., kann hier nicht eingegangen werden.

Tabelle 5.

Potsdam [1]	$\frac{c_2}{T}$	OSTHOFF [2]	$\frac{c_2}{T}$	KING [3]	$\frac{c_2}{T}$	λ_{eff} [4]	$\frac{c_2}{T}$
W	1,47	2,0C	0,96	− 0,26 m	0,70	416 $\mu\mu$	1,20
W +	1,69	2,5	1,36	− 0,03	1,18	416	1,43
GW −	1,61	3,0	1,76	+ 0,07	1,87	417	1,85
GW	2,19	3,5	2,13	+ 0,39	2,36	422	2,34
GW +	2,23	4,0	2,46	+ 0,86	3,09	427	2,86
WG −	2,64	4,5	2,76	+ 1,18	3,68	430	3,29
WG	3,17	5,0	3,08	+ 1,47	4,15	434	3,92
WG +	3,63	5,5	3,50	+ 1,66	4,38	441	4,65
G −	3,58	6,0	3,97				
G	3,67	6,5	4,97				
G +	3,92	7,0	4,97				
RG −	4,27						
RG	4,60						

11. Absolute Helligkeiten. Der Messung direkt zugänglich sind nur die scheinbaren Helligkeiten der Sterne. Schon vor etwa 100 Jahren hatten die ersten Versuche und Ergebnisse, die Fixsternentfernungen zu bestimmen, gezeigt, daß die wahre Leuchtkraft der Sterne sehr verschieden sein müsse. Es gelang BESSEL, die Distanz eines Sternes 6^m (61 Cygni), gesichert zu ermitteln; dagegen erwiesen sich damals (und fast so noch heute) viele der Sterne 1^m und 2^m als unmeßbar fern; sie mußten also absolut sehr viel heller sein als 61 Cygni. Erst um 1900 hat sich unter dem Einfluß der Arbeiten von SEELIGER, PICKERING, KAPTEYN usw. die Begriffsfestlegung geklärt. Man nennt heute die absolute Größe M eines Sternes die Helligkeit, die er haben würde, wenn er 10 Sternweiten Entfernung hätte. Da die Distanz Erde—Sonne für den Aufgabenkreis der Fixsternastronomie unbequem klein ist, mußte man eine andere Längeneinheit einführen. In der popularen Literatur haben wir das Lichtjahr, d. h. die vom Licht in einem Jahre zurückgelegte Strecke. Aus naheliegenden Gründen ist dies unkorrekt, weshalb die Fachliteratur ganz überwiegend (die Engländer und Amerikaner ausschließlich) mit der „Sternweite" (parsec engl.) arbeitet. Diese entspricht der Entfernung, die ein Stern mit $1'',00$ Parallaxe $= 2{,}06 \cdot 10^5 \cdot$ Distanz Erde→Sonne von uns hat. Die dem englischen nachgebildete Bezeichnung „Parallaxsekunde" ist als unschön zu vermeiden. In

[1] Farbe nach der Potsdamer photometrischen Durchmusterung.
[2] Farbe nach OSTHOFF.
[3] Farbenindex: KING photogr. Größe minus PICKERING visuelle Größe.
[4] Effektive Wellenlänge nach LINDBLAD.

den Arbeiten SEELIGERS finden wir die „Siriusweite", 0",200 Parallaxe = 5 Sternweiten entsprechend, während CHARLIER und seine Schule das Siriometer = 10^6 · Distanz Erde—Sonne = 10/2,06 Sternweiten eingeführt hat; 1 Sternweite = 3,25 Lichtjahre. Durch das Entfernungsquadratgesetz und die Definition der astronomischen Größenskala erhält man dann leicht die Beziehung:

$$\text{abs. Gr. } M = \text{scheinb. Gr. } m + 5 + 5 \log \cdot \pi.$$

Daraus und mit der obigen Angabe für die scheinbare Sonnenhelligkeit folgt, daß z. B. die Sonne die absolute Größe $+5^m$ etwa hat, alle Sterne mit $M \lesseqgtr +5$ sind also heller (schwächer) als sie. Wir kennen heute viele Objekte mit $M = 0$, d. h. der hundertfachen absoluten Leuchtkraft (luminosity) der Sonne, auch einige mit $M = -5$, d. h. 10000facher Sonnenhelligkeit; schon hier und erst recht darüber hinaus sind alle Angaben als sehr unsicher zu betrachten. Andererseits haben die trigonometrischen Entfernungsbestimmungen auch zu Sternen mit $M = +5$, $+10$ und schwächer geführt, d. h. zu Objekten, die 100 und mehrmal schwächer sind als die Sonne. Für die scheinbaren Helligkeiten der Sterne werden hierbei meist die Angaben der visuellen Revised Harvard Photometry[1]) zugrunde gelegt.

In vielerlei astrophysikalischen Arbeiten muß zwischen Riesen und Zwergen unterschieden werden (Giants und Dwarfs); die Trennung wird dabei sehr oft bei $M = +3{,}0$ gemacht (6fache Leuchtkraft der Sonne), ferner werden gerne Sterne mit $M < -2{,}0$ als „Übergiganten" bezeichnet.

Von größter Bedeutung ist nun die prozentuale Verteilung der Sterne verschiedener absoluter Helligkeit. Sie ergibt sich auf hier zu weitführendem, stellar-statistischem Wege, mathematisch spricht man dann von der Ermittlung des „Leuchtkraftgesetzes". H. v. SEELIGER hat das Problem in einer Reihe von Abhandlungen vor allem analytisch-theoretisch behandelt[2]), während KAPTEYN und VAN RHIJN für die Beschaffung des großen notwendigen Beobachtungsmaterials und seiner mathematisch möglichst einfachen Bearbeitung gesorgt haben. KAPTEYN findet 1920[3]), daß das GAUSSsche Fehlerverteilungsgesetz am einfachsten und mit sehr hoher Genauigkeit den Beobachtungen gerecht wird und zwar in der Formel

$$\Phi(M) = A \cdot \frac{h}{\sqrt{\pi}} e^{-h^2(M - M_0)^2},$$

wo $\Phi(M)$ die Anzahl der Sterne der absoluten Helligkeit M in einer Kubiksternweite in der näheren Umgebung der Sonne bedeutet, M_0 das Maximum der Funktion gibt und h die Dispersion der Verteilung kennzeichnet. Es ist $A = 0{,}0451$, $M_0 = 7{,}693$, $h = 0{,}2818$, im Bereich von $M = -7$ bis $M = +14$. Die Darstellung der Beobachtungen durch diesen Ausdruck war überraschend gut. Doch war zu beachten, daß die gesicherten Beobachtungen nur bis $M = +10$ reichten, also gerade über das Häufigkeitsmaximum hinweg. Die absolut schwächeren Sterne konnte, und auch nur in vorläufiger Weise, VAN RHIJN erst 1925 erfassen[4]). Es ergab sich, daß bei $M = +8{,}0$ nur ein relativer Stillstand, nicht aber ein Abklingen der Leuchtkraftkurve (Luminosity Law) vorlag, darüber hinaus müssen wir ein erneutes starkes Anschwellen der Sternzahlen vermuten, ohne daß wir bis heute einen Anhalt für seine Grenzen haben. Die nachstehende Tabelle 6 gibt dieser VAN RHIJNschen Arbeit entsprechend die Zahl der Sterne

[1]) Harv. Ann. 50.
[2]) Sammelreferate: Vierteljschr. d. Astron. Ges. Bd. 54 u. 57.
[3]) J. C. KAPTEYN, Astrophys. Journ. Bd. 52, S. 23. 1920.
[4]) VAN RHIJN, Publ. Groningen Nr. 38.

wieder, die sich in einem Raume von 10^6 Kubiksternweiten von der mittleren Sterndichte unserer näheren Umgebung für die einzelnen absoluten Helligkeiten ergibt.

Tabelle 6. Leuchtkraftkurve nach VAN RHIJN.

M von	M bis	Zahl der Sterne in 10^6 Kubiksternweiten	M von	M bis	Zahl der Sterne in 10^6 Kubiksternweiten
− 4,5	− 3,5	0,34	+ 5,5	+ 6,5	3300
− 3,5	− 2,5	1,3	+ 6,5	+ 7,5	3700
− 2,5	− 1,5	5,1	+ 7,5	+ 8,5	4000
− 1,5	− 0,5	21	+ 8,5	+ 9,5	4000
− 0,5	+ 0,5	85	+ 9,5	+ 10,5	4300
+ 0,5	+ 1,5	280	+ 10,5	+ 11,5	6000
+ 1,5	+ 2,5	590	+ 11,5	+ 12,5	9300
+ 2,5	+ 3,5	1100	+ 12,5	+ 13,5	13500
+ 3,5	+ 4,5	1800	+ 13,5	+ 14,5	18000
+ 4,5	+ 5,5	2600			

12. Das Russelldiagramm. Eine der nächsten auftauchenden Fragen war dann die folgende: Wie verteilen sich die Sterne verschiedener absoluter Helligkeit auf die verschiedenen Spektraltypen. Da ist zu erinnern, daß schon 1907 HERTZSPRUNG darauf hingewiesen hatte, daß unter den Sternen der Typen G, K und M es sowohl Riesen wie Zwerge gäbe. Mit größerem Material zeigte dann RUSSELL, daß die Beziehung zwischen Spektraltyp auf der einen Seite, Riesen und Zwergen auf der anderen sich etwa in Art des kleinen nebenstehenden Schemas darstellen läßt, d. h. es gibt einmal Sterne aller Spektraltypen mit nahezu gleicher absoluter großer Helligkeit, Riesenast des Russelldiagramms; die übrigen Sterne haben bei Ordnung von B nach M stark abnehmende absolute Helligkeit (Zwergast). Das in den letzten Jahren sich sehr stark häufende Beobachtungsmaterial hat RUSSELLS Anschauung immer wieder bestätigt, aber auch verfeinert.

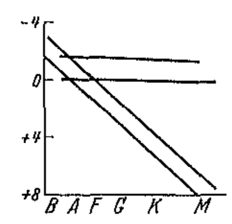


Abb. 3. Russeldiagramm (schematisch). Abszissen: Spektraltypen, Ordinaten: absolute Helligkeiten. Die Sterne häufen sich in dem durch die Striche begrenzten Raum.

Auf eines sei dabei besonders hingewiesen; es finden sich zuweilen Darstellungen zur Bestätigung des Russelldiagramms, in welche etwa alle Sterne mit jeweils bekannter absoluter Helligkeit eingetragen sind. Die mit freiem Auge sichtbaren Sterne sind nun fast ausnahmslos Riesen; da ihre trigonometrischen Parallaxen der Lage der Dinge nach zuerst ermittelt wurden, gewinnt man in diesen Darstellungen den Eindruck, als ob die Zahl der Riesen bald an die der Zwerge herankommt. Die genauere statistische Untersuchung zeigt aber, daß der Zwergenast außerordentlich viel stärker besetzt ist als der der Riesen. Man gewinnt daher einen besseren Einblick in die Verhältnisse, wenn man in das Russelldiagramm noch die Kurven gleicher relativer Häufigkeit der Sterne einträgt. In Abb. 4 ist dies an Hand der Angaben VAN RHIJNS vom Bearbeiter dieses Abschnitts ausgeführt worden. Als Ordinate haben wir in ihr die absoluten Helligkeiten, als Abszissen die Spektraltypen bzw. mittlere effektive Oberflächentemperaturen. Die Kurven umfassen dann die Gebiete gleicher relativer Häufigkeit der Sterne. Gestrichelt sind Teile von ihnen, die nur unsicher bekannt sind. Die beigeschriebenen Zahlen geben den Logarithmus der Sternzahl in 10^6 Kubiksternweiten mittlerer Dichte unserer näheren Umgebung an. Faßt man mit KIENLE die Kurven als Isohypsen auf, so haben wir das „Hochgebirge" der G-M-Zwerge mit durch ∘∘∘ angedeuteter Kammlinie, die sich nach A und B hin erst langsam dann rascher abdacht. Viel niedriger

ist das Gebiet und der Kamm der G-M-Riesen. Verhältnismäßig gering an Zahl sind die F-Sterne, sehr deutlich zeigt die Abbildung uns ferner das praktisch völlige Fehlen von M-Sternen mittlerer Helligkeit. Bei K haben die Kurven eine merkliche Ausbuchtung zu verhältnismäßig wenigen Übergiganten; es sind dies die Cepheiden (s. S. 197) und Pseudocepheiden sowie andere Sterne mit dem Charakteristikum *c* in der Spektralbezeichnung. Die O-Sterne würden in allerdings sehr geringer Zahl sich an die hellsten B-Sterne anschließen, während die R-, S- und N-Sterne hier an die M-Riesen anzugliedern oder in ihren Bereich einzuzeichnen wären.

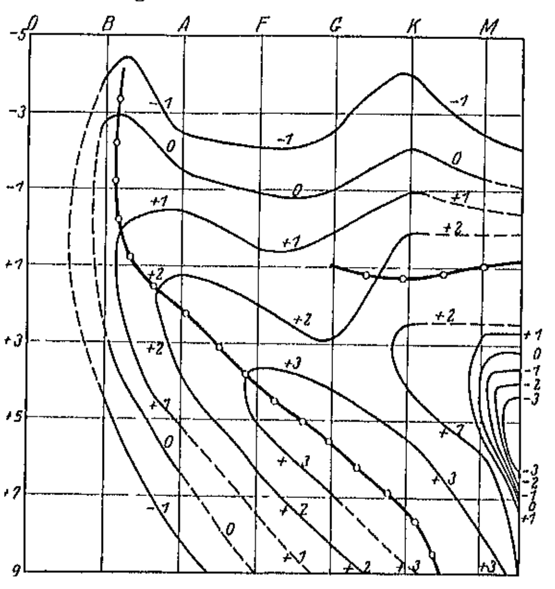


Abb. 1. Vollständiges Russelldiagramm. Abszissen = Spektraltypen bzw. Oberflächentemperaturen; Ordinaten = absolute Helligkeiten. Die logarithmisch gestaffelten Kurven umfassen die Gebiete gleicher relativer Häufigkeit der Sterne. o—o—o Linien größter Häufigkeit, der Riesen- und Zweigenast.

Das Russelldiagramm hat noch einen dritten Zweig, den der weißen Zwergsterne oder Liliputaner nach Bottlingers Vorschlag. In die Abbildung der Häufigkeitskurven können diese Sterne noch nicht eingetragen werden. Sie kämen etwa in ihre linke untere Hälfte. Ihrer Art kennen wir bis heute bestimmt vier, von denen drei zu den 30 Sternen unserer allernächsten Umgebung gehören. Es ist daher möglich, daß Liliputaner in großen Mengen vorhanden sind, sich unserer Kenntnis aber bisher noch entzogen haben. Die genannten vier Objekte sind:

Tabelle 7. Die weißen Zwerge.

Stern	Spektrum	Absolute Helligkeit
1. Mira B	*l* Bep	8,0
2. o_2 Eridani B	*l* Ao	11,0
3 Sirius B	*l* A5	11,3
4 v. Maanens Stern. .	*l* Fo	14,2

Die Sterne gehören also den frühen Spektraltypen an bei äußerst geringer absoluter Helligkeit. Über ihre physikalische Natur s. Ziff. 16. Vielleicht gehören zu dieser Klasse auch die Kernsterne der planetarischen Nebelflecke, alle vom Spektraltypus O bei einer mittleren absoluten Helligkeit von +8,0, während sonst ja die O-Sterne $M = -4$ etwa haben. Näheres über sie in Ziff. 18.

13. Die veränderlichen Sterne. Als veränderliche Sterne im weitesten Sinne bezeichnet man alle Fixsterne, deren Strahlungsintensität irgendwelchen Schwankungen unterworfen ist. Die Beobachtungen erfolgen heute überwiegend noch visuell, teils durch Photometer, teils durch die von Argelander eingeführte Methode der Stufenschätzungen. Das Licht des Sternes wird in geeigneter Weise in zahlenmäßiger Schätzung mit dem nahe benachbarter Sterne bekannter Helligkeit verglichen, von denen der eine jeweils etwas heller, der andere etwas schwächer sein soll als der Veränderliche im Augenblicke gerade ist. Die Genauigkeit guter Stufungsschätzungen erreicht die der Photometermessungen. Dabei

erfordern sie weiter keine instrumentellen Hilfsmittel, sind so geeignet zu Ma
beobachtungen und zur stets dringend erwünschten Mitarbeit aus Liebh
kreisen. Letztere ist in U. S. Amerika besonders gut organisiert und h
beispielsweise im vergangenen Jahre zu 24000 Beobachtungen von etwa 45(
änderlichen geführt, die sich auf einige 100 Amateure verteilen. Seltener
außerordentlich wichtig ist die photographisch-photometrische Verfolgung
Veränderlichen, während die lichtelektrischen Meßmethoden und andere
vorab nur auf einzelne besonders interessante Objekte erstrecken können.
die literarischen Hilfsmittel zum Studium der Veränderlichen kann hier
näher eingegangen werden. Die wichtigsten sind unten angeführt[1]).

Für die Bezeichnung der Veränderlichen sind verschiedene Methoden ül
Am meisten wohl nach dem Vorschlag ARGELANDERS folgende: der erste je
in einem Sternbild vorgefundene Veränderliche wird R, der nächste S
genannt (z. B. R Andromedae); nach Z werden die nächst aufgefundenen
änderlichen dann mit RR, RS usw. SS, ST usw. kenntlich gemacht. Bei ein
Sternbildern ist die derart mögliche Doppelbezeichnung heute bereits ersch
(z. B. ZZ Cygni), weshalb die nachfolgenden die Namen AA, AB usw
halten haben. Die Benennung der Veränderlichen erfolgt durch eine Kommis
der Astronomischen Gesellschaft, nach dem ihr Lichtwechsel durch unabhän
Beobachtungsreihen genügend gesichert erscheint.

Die Klassifikation der Veränderlichen erfolgt naturgemäß nach der
ihres Lichtwechsels. Wir müssen zunächst unterscheiden zwischen optis
und physischen Änderungen. Erstere werden dadurch hervorgerufen, daß
Sterne äußerst dicht beieinander stehen und in mehr oder weniger langer
umeinander kreisen, wobei die Bahnebene nur wenig gegen die Gesichtslinie
neigt ist. Dadurch bedecken sie sich wechselseitig und ändern so streng period

Neue Sterne

R Coronae-Sterne — Nova-ähnliche Sterne

Mira-Sterne — μ Cephei-St

U Geminorum-Sterne — RV Tauri-St

Langperiodische δ Cephei-Sterne

Kurzperiodische δ Cephei-Sterne

[1]) K. SCHILLER, Einführung in das Studium der veränderlichen Sterne. Leipzig 1(
J. HAGEN, Die veränderlichen Sterne. Freiburg 1913ff (etwas einseitig und weitschwei
Geschichte und Literatur des Lichtwechsels usw Im Auftrag der Astron. Ges herausgege
von G. MÜLLER u. E HARTWIG. Leipzig 1918ff. Jährliche Ephemeriden in der Vierteljs
d. Astron. Ges und ab 1927 in den „Kleinen Veröffentlichungen Berl.-Babelsberg". Ha
buch der Astrophysik Bd. 6. Berlin: Julius Springer 1928.

die der Beobachtung nur zugängliche Gesamtintensität der Sterne. Von diesen photometrischen Doppelsternen wird in Ziff. 15c noch gesprochen werden. Die physischen Veränderlichen erleiden an ihrer Oberfläche mehr oder weniger regelmäßig irgendwelche physikalische Zustandsänderungen, wodurch die Lichtintensität variiert. Die graphische Darstellung der Helligkeitsänderung mit der Zeit ergibt die Lichtkurve des betreffenden Veränderlichen. Diese zeigen ein Gewirr von Verschiedenartigkeiten. Kaum ein physischer Veränderlicher gleicht genau dem anderen, so daß eine Einteilung nach Typen vorläufig noch Schwierigkeiten hat und keinesfalls so linear erfolgen kann, wie es die heutige Spektralklassifikation ist. Übergänge und Abzweigungen von dem einen Typus zum anderen sind dabei auch häufig vorhanden. Am übersichtlichsten gestaltet sich gegenwärtig die Einteilung wohl nach dem Vorschlage LUDENDORFFS[1]) (s. vorstehendes Schema). Die Stärke der Verwandtschaft zwischen den einzelnen Klassen wird durch die Art der Verbindungslinien gekennzeichnet. Die einzelnen Typen lassen sich wie folgt kurz beschreiben:

Neue Sterne. Einmalige, sehr schnelle und sehr starke Intensitätszunahme, langsame Abnahme, Näheres s. Ziff. 14.

Novaähnliche Sterne: Einmaliges (oder in großen unregelmäßigen Abständen mehrmaliges) Aufleuchten, konstantes Licht über längere Zeit, unregelmäßige Abnahme; das Spektrum zeigt Eigentümlichkeiten der Novae. Beispiel: RS Ophiuchi, η Carinae.

R Coronaesterne: Lange konstante Intensitätsmaxima mit unregelmäßigen starken Lichtabnahmen, verbunden mit starken Schwankungen; unter ihnen sind alle Arten von Spektraltypen vertreten.

U Geminorumsterne: Konstantes Licht im Minimum; in mehr oder weniger regelmäßigen Abständen plötzliche Lichtzunahme und langsame Abnahme.

Mirasterne: Der Lichtwechsel ist verhältnismäßig regelmäßig. Die Perioden schwanken zwischen mehreren Monaten und zwei Jahren. Beim einzelnen Stern treten die Maxima oder Minima im allgemeinen mit einer Regelmäßigkeit von 5 bis 10% der Periode ein. Lichtzu- und -abnahme allmählich, Form der Lichtkurve von Maximum zu Maximum verschieden. Spektraltypus Me. Nach den Radiometermessungen von PETITT[2]) und den Kolorimeterbeobachtungen von HOPMANN[3]) ist die visuelle Lichtschwankung mit starker Änderung der effektiven Oberflächentemperatur verbunden, während die bolometrische Intensitätsschwankung klein ist und völlig anders verläuft wie die visuelle.

μ Cepheisterne: Haben unregelmäßige, verhältnismäßig kleine Schwankungen; Spektraltypus M, N sowie R und S.

RV Tauristerne: Sie sind nach LUDENDORFF dadurch gekennzeichnet, daß zwischen zwei Hauptminima in der Regel ein sekundäres Minimum liegt; die Lichtkurve ist aber sehr veränderlich, bisweilen bleibt ein Minimum aus, bisweilen sind die Nebenminima ebenso tief wie die Hauptminima, bisweilen vertauschen sich Haupt- und Nebenminima. Auch bei ihnen schwankt der Spektraltypus, und damit wohl auch die Oberflächentemperatur, mit dem Lichtwechsel.

Langperiodische δ-Cepheisterne: Lichtwechsel von äußerster Regelmäßigkeit, im Durchschnitt etwa 5 Tage. Verbunden ist damit eine Änderung des Spektraltypus, des Farbenindex und der effektiven Temperatur, infolgedessen ist nach HOPMANNS Untersuchungen trotz beträchtlicher visueller und

[1]) H. LUDENDORFF, Seeliger-Festschrift. S. 80. Berlin 1924.
[2]) Annual. Report Mt. Wilson Obs. 1922.
[3]) A. N. Bd. 226, S. 1.

photographischer Amplitude die bolometrische Intensitätsschwankung gering. Der Anstieg vom Minimum zum Maximum ist rascher als der Ab (sind An- und Abstieg gleichlang, so spricht man auch von ζ Geminorumste Spektrum etwa von F0 — K5.

Kurzperiodische δ-Cepheisterne sind der vorhergehenden G aufs engste verwandt. Ihre Periode beträgt im Durchschnitt etwa 0,5 Wenn auch in der Milchstraße vertreten, so konzentrieren sie sich doch vor auf die kugelförmigen Sternhaufen, die Magellanischen Wolken und einige a äußerst entfernte Sternanhäufungen. Spektraltyp A — F.

Über den Lichtwechsel all dieser verschiedenen Klassen sind zwar eine Reihe Theorien aufgestellt, die aber überwiegend nicht mathematisch gearbeitet sind und selbst dann noch heftig umstritten werden. Ja, eine von ihnen hat kaum höheren Wert als den einer Arbeitshypothese. die Novae s. Ziff. 14. Bei den novaartigen und den R Coronaesternen man wohl mit Recht an kosmische Staubwolken, durch welche sich diese O hindurchbewegen, die je nach den einzelnen Umständen das novaartige leuchten oder auch Verdunklungserscheinungen hervorrufen können, zuma bei R Aquarii den direkten Zusammenhang zwischen dem Lichtwechse Sterns und Änderungen eines ihn wohl umgebenden Nebels hat nachw können. — Über die U Geminorum-, μ Cephei- und RV Tauristerne konne theoretisch noch gar nichts aussagen. Von den μ Cepheisternen wissen w einiger Sicherheit, daß sie Riesen sind, also sehr geringe Dichte haben mi der Lichtwechsel entspricht dann wohl Änderungen in ihrer sehr dünne mosphäre, wobei man an Bildungen den Sonnenflecken vergleichbar d kann, nur müßten diese relativ viel stärker sein.

Auch von den Mirasternen wissen wir sicher, daß sie zu den Riesen gel Mit ihrer Intensität ändert sich auch das Spektrum sowohl was seinen allgem Charakter anlangt, wie das Verhalten einzelner Linien, in dem Sinne, da linienerzeugenden Schichten der Sterne im Minimum kälter sind als im Maxi Den Lichtwechsel durch Schlackenmassen auf der Oberfläche des Sternes in Verbindung mit einer Rotation zu erklären ist nach der Entdeckun nahen Konstanz der bolometrischen Intensität nicht mehr angängig, war durch andere Überlegungen schon früher als wenig wahrscheinlich erw worden. Eine befriedigende thermodynamische Erklärung haben wir heute nicht, jedoch gelingt es in der von HOPMANN[1]) vorgeschlagenen Modifik der MERRILLschen Schleiertheorie, die gesamten Erscheinungen so zu beschre daß sich Beobachtung und Rechnung sehr nahe decken. Sie läßt sich wie folgt formulieren:

Zur Zeit des visuellen Minimums ist der Stern mit einem dichten, g mäßigen Wolkenschleier von etwa 1500° abs. bedeckt. Die Wärme der ihm liegenden Schichten wird dadurch zurückgehalten bzw. aufgespei Bald nach dem Minimum durchbrechen jedoch heiße Gase die Wolkensc an vielen aber relativ kleinen Stellen, die mehr oder weniger gleichförmig die ganze Oberfläche verteilt sind; in den mittleren Phasen des Lichtan ist die Temperatur von $^9/_{10}$ der Oberfläche auf 1400° abs. und weniger gesu während der Rest etwa 2500° abs. hat, nur dieser ist das visuell und photograp allein Wirksame, was sich leicht aus schon längst bekannten physikalische sachen ermitteln läßt. Im visuellen Maximum bedecken die heißen S (3500° und mehr) nur $^1/_{30}$ und weniger der Gesamtoberfläche, die sich im ü weiter abgekühlt hat. Ungefähr um die gleiche Zeit hört der Energiezu

[1]) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 228, S. 105. 1926

aus den tieferen Schichten auf und es beginnen die heißen Oberflächenmassen im merklichen Betrage an die umliegenden Schichten Wärme abzugeben, absteigender Ast der Lichtkurve, bis schließlich wieder die ganze Oberfläche mit einer gleichmäßigen Schicht niedriger Temperatur bedeckt ist und der Kreislauf von neuem anfängt. Der zu diesen Ausführungen gehörige einfache Formelansatz kann, wie gesagt, die Beobachtungen zum Teil überraschend gut darstellen.

Hinsichtlich der δ-Cepheisterne stehen sich gegenwärtig unentschieden drei verschiedene Hypothesen gegenüber. Die Verbindung der photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen bzw. die Ermittlung von Radialgeschwindigkeiten hatte schon seit längerer Zeit erwiesen, daß an eine Doppelsternnatur dieser Veränderlichen nach Art von Algol und β-Lyrae (s. S. 204) nicht gedacht werden kann; andererseits weist die außerordentliche Regelmäßigkeit des Lichtwechsels auf einen einfachen mechanischen Vorgang hin. Die Arbeiten von Miß Leavitt, Shapley und anderen haben ferner sicher gezeigt, daß die Veränderlichen dieser Klasse zu den absolut hellsten Sternen gehören, sowie daß ihre absolute Helligkeit eindeutig eine Funktion der Lichtwechselperiode ist: je länger diese, desto absolut heller der Stern. Da diese Objekte ferner im allgemeinen den Spektraltypen F—K angehoren und entsprechend niedrige Oberflächen-Temperaturen haben, müssen ihre Durchmesser den der Sonne um etwa das 100fache übertreffen. Guthnick, Hellerich, Hagen und andere erklären den Lichtwechsel und alle damit zusammenhängenden Erscheinungen durch den Einfluß eines kleinen Begleiters, der sich mit der Lichtwechselperiode in merklich gestreckte Ellipse um den Hauptstern bewegt, und auf diesem hierbei Gezeitenwirkungen, Änderungen in den Dichteverhältnissen seiner Atmosphäre verursacht.

Die zweite hierhergehörige Hypothese ist die von Shapley — nach der mathematischen Seite hin besonders von Eddington — aufgebaute Pulsationstheorie. Veranlaßt durch irgendein äußeres Ereignis (naher Vorübergang eines anderen Sternes?) führt der Veränderliche Schwingungen, Ausdehnungen und Zusammenziehungen, fast konstanter Periode aus. Die 1918 erschienenen Arbeiten konnten einen Großteil der damals bekannten Eigenschaften der δ-Cepheiveränderlichen erklären, weshalb die Eddingtonsche Theorie besonders im englischen Sprachgebiet weitgehendste Anerkennung gefunden hat. Neuere Beobachtungsdaten, z. B. Hopmanns Kolorimetermessungen, zeigten, daß die numerischen Grundlagen der Hypothesen zum mindesten einer starken Überprüfung bedürfen. Hand in Hand damit müßte auch der theoretische Teil entsprechend der neueren Ansichten vom Aufbau der Sterne abgeändert werden. Andererseits kann die oben aufgeführte modifizierte Doppelsterntheorie auch nicht alle Erscheinungen erklären, besonders nicht die Beziehung zwischen Periode und Leuchtkraft, die sich aus der Pulsationstheorie ohne weiteres ergibt.

Die dritte Hypothese ist kürzlich von Jeans aufgestellt worden. Nach ihr sollen die δ-Cepheisterne Doppelsterne in statu nascendi sein. Mit steigender Rotationsgeschwindigkeit durchläuft eine Gaskugel eine Reihe bekannter Stabilitätsfiguren, schließlich wird aber doch ein Teil ihrer Masse losgetrennt, welcher Prozeß zunächst von einer großen Zahl unregelmäßiger Schwingungen des Hauptkörpers begleitet ist. Diese klingen infolge innerer Reibung rasch ab und lassen nur eine Hauptschwingung übrig, die gleich der letzten Rotationszeit ist. Referent hält persönlich die Jeanssche Theorie für elastisch genug, allen beobachteten Erscheinungen gerecht zu werden, also für die gegenwärtig zutreffendste; nur muß hierfür ihr mathematischer Ausbau noch stark gefördert werden[1]).

[1]) Literatur hierzu z. B. in K. Schiller, l. c. S. 261ff. und A. S. Eddington, Der innere Aufbau der Sterne, S. 219ff. Berlin: Julius Springer 1928.

14. Die neuen Sterne. Unter einem neuen Stern oder einer Nova ve
man Fixsterne, die alle meist in der Milchstraße verhaltnismaßig pl
aufleuchten und dann mehr oder weniger rasch ihre Helligkeit verlieren.
bürgt bekannt sind bisher etwa 40 derartige Erscheinungen, von dene
zwei mehr als 30° Abstand von der Milchstraße-Ebene hatten. Im Durchs
vollzieht sich der Lichtwechsel wie folgt:

Die Nova wird meist im Lichtmaximum oder erst kurz danach aufgefu
Die ständige Überwachung des Himmels ist gegenwärtig noch nicht dicht g
um die Entdeckung einer Nova, die im Maximum schwächer als 4^m is
jeden Fall sicherzustellen. In einer Reihe von Fällen hat sich ermitteln l
daß die Nova vor ihrem Aufleuchten schon als sehr schwacher Stern sic
und in dieser Zeit mitunter schwach veränderlich war. Der Lichtaus
erfolgt meist in wenigen Tagen, ja Stunden. Intensitätszunahmen a
10000fache sind keine Seltenheiten. Auch das Maximum dauert nur
Zeit, den einen oder anderen Tag. Der Lichtabstieg vollzieht sich viel langs
von Fall zu Fall verschieden; so war die Nova Cygni 1920 nur wenige W
mit freiem Auge sichtbar, die Nova Pictoris dagegen etwa ein Jahr lang
manchen dieser Objekte vollzieht sich die Lichtabnahme unter ziemlich
mäßigen Schwankungen. Im Durchschnitt ist der Stern nach Jahresfrist
relativ zur Ruhe gekommen und behält nun jahrelang mit geringen Schwank
die gleiche Helligkeit bei, wobei sie im Endzustand zuweilen erheblich
bleibt als vor dem ersten Ausbruch.

Über die Entfernungen der Novae von uns ist Sicheres bis heute nich
kannt; zu ihrer Ermittlung kommen natürlich nur die photographisch-tri
metrischen Methoden in Frage. Nach ihnen liegen bis heute sämtliche Ol
jenseits der Grenze der Meßbarkeit. LUNDMARK und andere haben auf G
der Eigenbewegungen stellar-statistische Parallaxen abzuleiten versucht, aber
hier ist das Material fur verbürgte Werte noch viel zu unsicher bzw. die
der Objekte für statistische Arbeiten zu gering. Unbedingt ergibt sich aber hi
daß die absolute Maximalhelligkeit sehr groß sein muß, wie denn auch LUNDM
vorläufiger Wert -7^m alle sonstigen bekannten absoluten Helligkeiten
deutend übertrifft.

Hand in Hand mit dem Lichtwechsel zeigt das Novaspektrum allerstä
Veränderungen. Erst die sich langsam entwickelnde Nova Pictoris 1925 br
uns einige Kenntnis über das Spektrum in der Zeit vor dem Maximum.
einer merklichen Verwaschenheit der Linien und einer starken negativen R
geschwindigkeit abgesehen, zeigte es nichts Auffälliges. Im Maximum habe
ein im Blau und Violett sehr intensives kontinuierliches Spektrum mit
verbreiterten Absorptionslinien, vor allem des Wasserstoffs und Heliums.
zur selben Zeit bzw. nach wenigen Tagen treten dann Emissionslinien auf,
aus am intensivsten die des Wasserstoffs, ferner solche von Helium, Ka
usw. Hierbei ist H_α so stark, daß es dem normalen Anblick des Sternes
charakteristische rötliche Tönung gibt. Die Absorptionslinien sind gleich
nicht verschwunden, sondern bestehen aus zwei oder drei Komponenten,
Violettverschiebungen im Laufe der Zeit verschieden stark zunehmen. In
späteren Phasen der Entwicklung nimmt das kontinuierliche Spektrum an Inter
stark ab. Die verschiedenen Emissionsbanden dominieren schließlich, wob
spurenweise, dann recht intensiv die von den Gasnebeln her bekannten auftr
bzw. weiterer Einzelheiten muß auf die angeführte Literatur verwiesen wer

[1]) H. KIENLE, Die neuen Sterne Phys. ZS. Jg 21, S. 354ff. Ferner die Büche
NEWCOMB-ENGELMANN, GRAFF, MÜLLER-POUILLET usw. Für die neueste Entwicklung
ders LUNT, Month. Not Bd 86, Nr. 7 1926 und Handbuch der Astrophysik Bd 6,

Mit der Entwicklung der Beobachtungstechnik und dem Studium des von Fall zu Fall verschiedenen Verhaltens der Novae haben sich natürlich eine Reihe Hypothesen zur Erklärung all der Vorgänge gebildet. Die älteren Anschauungen, vor allem, daß es sich um einen direkten Zusammenstoß zweier erloschener Sterne oder um einen nahen Vorübergang und dadurch verursachte Eruptionen handelt, sind heute völlig verlassen worden. Sie ließen sich mechanisch und thermodynamisch nicht halten, ganz abgesehen davon, daß der Zahl und räumlichen Verteilung der Sterne entsprechend ein derartiger Vorgang nur in Abständen von vielen Millionen Jahren vorkommen dürfte, nicht aber, wie die Beobachtungen der zwei letzten Jahrzehnte zeigten, fast alljährlich. Bis in die neueste Zeit hinein hatte die SEELIGERsche Staubtheorie fast allein das Feld beherrscht. „Es ist eine bekannte, durch die modernen Daueraufnahmen genügend gesicherte Tatsache, daß der Weltraum neben leuchtender Materie eine Fülle von dunklen Massen enthält, die man als kosmische Staubmassen bezeichnet. Das Eindringen eines bereits erkalteten oder nur noch mäßig leuchtenden Sternes in derartige Gebilde muß, mutatis mutandis, genau die gleichen Wirkungen erzeugen wie das Eindringen von Meteoren in die Erdatmosphäre; der Widerstand, den der Körper vorfindet, bedingt einen Verlust an kinetischer Energie, die sich in Wärme umsetzt und eine wegen der Größe des Körpers allgemein nur oberflächlich starke Erhitzung hervorruft. Die in Glut geratene Oberfläche, die Gasausbrüche aus dem Weltkörper und die Verdampfung der auf ihn aufschlagenden Teilchen der kosmischen Wolke sind die Ursache des Aufleuchtens und der verschiedenen besonderen Erscheinungen der neuen Sterne[1])." SEELIGER konnte zeigen, daß seine Theorie den mechanischen und thermodynamischen Forderungen genügt, andererseits ist sie biegsam genug, um die Besonderheiten jeder einzelnen Nova erklären zu können. Die Linienverschiebungen verschiedener Art im Spektrum hat man längere Zeit als Druckeffekte oder anormale Dispersion erklären wollen. Heute faßt man sie wohl ganz allgemein als eigentliche Dopplereffekte auf, denkt also an wirkliche Geschwindigkeiten der uns zugekehrten Gasmassen auf uns zu.

Der langsame Ablauf der Erscheinung der Nova Piktoris hat eine völlig andere Theorie wahrscheinlich gemacht, die vor allem von HARTMANN[2]), LUNT[3]) und DAVIDOWITSCH[4]) vertreten wird. NERNST[5]) faßte schon das Novastadium als eine normale Erscheinung im Entwicklungsgang der Fixsterne auf, als eine Explosionskatastrophe, verursacht durch radioaktive Prozesse im Innern der Sterne (seine Hypothese, daß jeder Stern das Novastadium mehrfach durchmache und jeweils hierbei ein neuer Planet entstände, sei hier nur kurz erwähnt). Für eine durch Vorgänge im Inneren hervorgerufene Explosionskatastrophe halten auch die anderen Autoren die Novaerscheinungen, und zwar sollen hierbei die betreffenden Sterne zunächst sich gewaltig ausdehnen und dann schließlich „zerplatzen". In der Phase des Lichtanstiegs bläht sich der Stern auf von normalen Dimensionen bis zu Durchmessern von der Größe der Erd- oder Marsbahn. Da uns andere Sterne gleichen Ausmaßes bekannt sind, hat diese Annahme nicht Unwahrscheinliches. Sie entspricht der tagelang ansteigenden Violettverschiebung bei wenig veränderlichem Spektrum vor dem Intensitätsmaximum. Alsdann haben radioaktive Massen (?) die Oberfläche des ausgedehnten Sternes

---

[1]) H. SEELIGER, zitiert aus KIENLE, l. c.
[2]) J. HARTMANN, Astron. Nachr. Bd. 226, 203. 1926.
[3]) J. LUNT, Monthly Notices Bd. 86, S. 498.
[4]) P. DAVIDOWITSCH, Harv. Circular Nr. 295.
[5]) W. NERNST, Das Weltgebäude im Lichte der neueren Forschung. Berlin: Julius Springer 1921.

erreicht, das Spektrum ändert sich von Grund auf, und mit steigender Geschwindigkeit werden verschiedene Gasschichten vom Stern fortgeschleudert (Erklärung der mehrfachen Emissions- und Absorptionsbanden). Rechnungsgemäß muß das Gesamtgebilde der Nova nach mehreren Monaten dann eine Ausdehnung weit über die Grenze unseres Sonnensystems erhalten haben, was auch dadurch bestätigt wird, daß im Endstadium diese Sterne kleine Scheibchen sind, einen gut meßbaren Winkeldurchmesser haben, der bei der großen Entfernung der Objekte einem Vielfachen der Distanz Sonne-Neptun entsprechen muß.

Bei der Nova Persei 1901 und einigen anderen wurden in größerer Entfernung um den Nebel leuchtende Nebelmassen beobachtet, die ihren Abstand von der Nova rasch änderten. Von den verschiedenen Erklärungsversuchen hat am meisten die Reflektionshypothese Anklang gefunden: Nach ihr handelt es sich um Nebelmassen in der Umgebung der Nova, die schon dunkel vor ihrem Aufleuchten vorhanden waren und die erst durch die Beleuchtung zur Zeit des Maximums sichtbar wurden. Ihre Ortsveränderung entspricht dem zeitlichen Vordringen der Lichtwelle der Explosion zu den einzelnen Nebelballen.

Nachstehend seien in Kürze noch die Spektraltypbezeichnungen der verschiedenen Novaestadien entsprechend den gegenwärtig gültigen internationalen Abmachungen angeführt. Alle Spektren vom Novacharakter tragen die Bezeichnung Q. Der Buchstabe e bezeichnet in üblicher Art das Vorhandensein heller Linien. Helle Wasserstoffbanden scheinen meist vorhanden zu sein, auf welche nachstehend im einzelnen nicht mehr hingewiesen wird:

Qa Absorptionsspektrum von schwachen Linien; helle Banden nicht sichtbar.

Qb Stärkere Linien in Absorption hauptsächlich der Funkenspektra der Metalle. Manche Linien verdoppelt. Helle Banden.

Qc Absorptionsspektrum der Funkenlinien von Sauerstoff, Stickstoff, Helium und verwandten Elementen. Helle Linien von all diesen Elementen.

Qu Breite verwaschene Emissionsbanden bei 3480, 4515 und 4640 Å, begleitet zeitweise von einer bei 4379 Å.

Qx Helle Banden, entstanden durch die Funkenlinien von Sauerstoff, Stickstoff und Helium; Absorptionslinien schwach.

Qy Helle Banden der gasförmigen Nebel treten zu den obengenannten.

Qz Helle Nebelbanden; schwache Wolf-Rayetbanden.

15. Die Doppelsterne[1]. Physische Doppelsterne sind selbständige kosmische Systeme, bestehend aus zwei oder mehr selbständigen Komponenten, die den Gravitationsgesetzen entsprechend einander umkreisen. Je nach dem Beobachtungsverfahren unterscheidet man visuelle, spektrographische und photometrische Doppelsterne. Bei visuellen Beobachtungen muß man noch die physischen Doppelsterne von den optischen unterscheiden. Bei letzteren handelt es sich um zwei oder mehr Sterne, die von uns aus gesehen dicht nebeneinander, in Wirklichkeit aber weit hintereinander stehen, also physisch nicht zusammengehören. Die drei angeführten physischen Arten unterscheiden sich nur graduell, nicht dem Wesen nach. Übergänge von der einen Art zur anderen sind vorhanden.

a) Die visuellen Doppelsterne. Ihre Beobachtung erfolgt überwiegend an großen Refraktoren mit Fadenmikrometern, die Positionswinkel und Distanz zu messen gestatten. (Positionswinkel ist der Winkel zwischen der Nord-Südrichtung und der Verbindungslinie beider Komponenten; die Distanzen werden naturgemäß in Bogensekunden ausgedrückt.) In neuerer Zeit haben HERTZSPRUNG u. a. mit Erfolg die Photographie zur Messung weiter Paare heran-

[1] S. auch Handbuch der Astrophysik Bd. 6. 1928.

gezogen.' [Gemessen werden meist nur die beiden Komponenten eines Paares selbst bzw. die drei oder vier, die offensichtlich zusammen ein System bilden. Selten werden die Sterne noch an weitere Nachbarn angeschlossen, trotzdem derartige Messungen für viele Zwecke sehr wichtig sind. Auf zweierlei Art kennzeichnen sich physische Paare, erstens durch den im Laufe der Jahrzehnte immer deutlicher werdenden Umlauf des einen Sternes um den anderen, zweitens, falls die Umlaufszeit hierfür zu groß ist, dadurch, daß beide Komponenten gleich große und gleichgerichtete Eigenbewegung besitzen. Dagegen ist bei optischen Doppelsternen die relative Bewegung eine gleichförmig durchlaufene gerade Linie. In vielen Fällen reicht die Beobachtungszeit, ein Intervall von einigen Jahrzehnten, noch nicht aus, um zu entscheiden, ob man es mit einem physischen oder optischen Paare zu tun hat.

Bei der starken Zersplitterung des Beobachtungsmaterials läßt sich die genaue Zahl der bekannten Doppelsterne nicht angeben. Die erste größere Beobachtungsreihe von bleibendem Wert auf diesem Gebiet machte F. W. Struve um 1835. Burnhams General Katalog von 1906 umfaßt über 13000 Objekte, seitdem sind sicher noch mehrere tausend hinzugekommen. Nach den statistischen Untersuchungen Aitkens sind etwa 5% aller Sterne bis zur neunten Größe ihnen zuzurechnen. Da die Zahl spektroskopischer Doppelsterne prozentual sogar noch höher ist, können wir schließen, daß wir es hier sicher mit einem Normalfall der Sternentwicklung zu tun haben.

Ist a die große Halbachse der Bahnellipse in Bogensekunden, π die Parallaxe, U die Umlaufszeit des Systems in Jahren, m_1 und m_2 die Masse der Komponenten in Einheiten der Sonnenmasse, so ist nach dem dritten Keplerschen Gesetz:

$$m_1 + m_2 = \left(\frac{a}{\pi}\right)^3 \cdot U^{-2}.$$

Erfahrungsgemäß ist $m_1 + m_2$ in den meisten Fällen nahe gleich 2. Systeme mit einer Bogensekunde Distanz, die schon zu den schwerer zu beobachtenden gehören, und $\pi = 0'',1$ ergeben dann $U = 22,4$ Jahre. Sterne mit derart großer Parallaxe kennen wir relativ nur wenige, sie gehören zu den engsten Nachbarn der Sonne; unter gleichen Umständen wird mit $\pi = 0'',01$ $U = 707$. Es ist hieraus ersichtlich, daß bei knapp 100 Jahren Doppelsternastronomie wir nur von wenigen Paaren bis heute eine Bahnbestimmung durchführen können. So führt Aitkens Monographie[1]) nur 87 bekannte Bahnen an, die sich seit dem kaum auf 100 vermehrt haben dürften.

Die Bahn eines aus zwei Komponenten bestehenden Systems ist natürlich eine reine Keplerellipse, die sich uns unter einer willkürlichen Projektion, also wieder als eine Ellipse, zeigt. Es würde zu weit führen, die mathematischen Methoden der Bahnbestimmung hier darzulegen[2]), nur die ein System kennzeichnenden „Bahnelemente" seien angegeben. Sie sind: U die Umlaufszeit (bei visuellen Doppelsternen in Jahren), a die große Achse der Bahn im Winkelmaß, e ihre Exzentrizität, T die Zeit größter Nähe beider Komponenten, das Periastron. Dies sind die physischen Bahnelemente, zu denen die geometrischen treten, die die Bahnlage für uns an der Sphäre definieren: i die Neigung der Bahn zur Tangentialebene an der Sphäre im Orte des Hauptsterns, Ω der Positionswinkel des aufsteigenden Knotens, d. h. der Schnittlinie von Bahnebene und Tangentialebene, ω der Winkel in der Bahnebene zwischen Knotenlinie und großer Achse. Ist auch π bekannt, so erhält man a in Einheiten der mittleren Entfernung Erde-Sonne und damit die Gesamtmasse des Systems. Naturgemäß sind derartige

[1]) R. G. Aitken, Binary Stars New York 1918.

[2]) J Bauschinger, Die Bahnbestimmung der Himmelskörper. Leipzig 1906.

Objekte, die gut verbürgte Massenwerte geben, heute noch sehr selten. AITKE kennt erst 14. Da im allgemeinen nur die beiden Komponenten selbst beobacht werden, erhält man nur die relative Bahn der einen in bezug auf die andere. Wi einer oder beide Sterne an andere Nachbarn angeschlossen, so erhält man sichtlicherweise die ähnlichen und die ähnlich liegenden Ellipsen jeder Ko ponente um den Schwerpunkt des Systems und damit das Massenverhältn beider, das, soweit bisher bekannt, im Durchschnitt 5 : 4 ist.

Von den übrigen Eigenschaften der visuellen Systeme sei besonders d durchschnittlich starke Exzentrizität der Bahnen erwähnt, im Mittel etv 0,5, welcher Wert im Sonnensystem nur von dem einen oder anderen klein Planeten bzw. den periodischen Kometen erreicht wird.

Neben den Doppelsternen sind noch einige mehrfache Systeme bekann von denen zwei des besonderen Interesses wegen kurz charakterisiert seie ζ-Cancri ist visuell ein dreifacher Stern; zwei Komponenten umkreisen einand in 60 Jahren, die große Achse ihrer Bahn beträgt 0″,9. Die dritte Komponen hat von beiden etwa 5″ Abstand; ihre Umlaufszeit ist noch unbekannt, betra aber sicher über 300 Jahre. Dabei zeigen sich in ihrer Bewegung periodisc Schwankungen, die auf die Existenz einer vierten Komponente schließen lasse welche die dritte in 17 Jahren umkreist. Wir haben hier einen Spezialfall d Vielkörperproblems, wobei nur bedauerlich ist, daß bei dem langsamen Abla der Erscheinungen und der Unsicherheit der Messungen sehr lange Zeiten seiner Untersuchung vergehen müssen. Einen noch mehr verwickelten Fall hab wir bei CASTOR. Die beiden visuellen Komponenten umkreisen sich in gestreckt Bahn in 307 Jahren. Jede Komponente besteht aber aus einem spektroskopisch Doppelstern mit 9 bzw. 3 Tagen Periode. Die zweite visuelle Komponen hat ferner einen dunklen Begleiter mit 8jähriger Umlaufszeit; beide visu sichtbaren Sterne gehören zu den Riesen. Zum gesamten System gehört schlie lich noch ein schwacher Begleiter, der mit den Hauptsternen gemeinsame Eige bewegung hat und seinerseits ein photometrischer Duplex ist. Seine beid Komponenten sind M-Zwerge. Wir haben also hier in verhältnismäßig groß Nähe beieinander insgesamt sieben Körper, von denen jeder, soweit die vo läufigen Bestimmungen gehen, der Masse nach von gleicher Größenordnu wie die Sonne ist.

b) Die spektroskopischen Doppelsterne. Die engsten visuellen no trennbaren Objekte haben etwa 0″,1 Distanz, so daß den obigen Ausführung entsprechend sich Doppelsterne mit einem Jahr und weniger Umlaufszeit, d in mittlerer Entfernung sich von uns befinden, nicht mehr auflösen lassen (eben Paare mit mehreren Jahren Umlaufszeit in sehr großer Entfernung). Hier hi das Spektroskop, das uns die infolge der Bahnbewegung veränderliche Radia geschwindigkeit einer oder beider Komponenten nachweist. Der Beobachtung bereich des spektrographischen Verfahrens ist durch folgende Umstände begren Die Lichtstärke auch der größten heutigen Reflektoren bedingt, daß die Frage kommenden Objekte nicht wesentlich schwächer als 10^m sind. Sind bei Komponenten gleich hell oder höchstens um eine Größenklasse verschieden, verrät sich die Duplizität durch eine periodische Linienverdopplung. Ist n eine Komponente sichtbar, so hat diese eine periodisch schwankende Radia geschwindigkeit. Eine Grenze ist der Entdeckbarkeit weiter durch die Schär der Linien gesetzt, indem die F—M-Spektren die Radialgeschwindigkeit a etwa 1 km/sec genau geben, während die B- und A-Spektren meist verwasche Linien haben, wodurch die Radialgeschwindigkeit bis zu 10mal ungenauer b stimmt wird. Ferner werden Systeme langer Umlaufszeit nur kleine Geschwindi keitsamplituden haben, während sehr enge Systeme sich durch ihre hohe Geschwi

digkeitsänderung leichter verraten (solche von über 100 km/sec sind heute keine Seltenheit mehr). Die Zahl der bekannten spektroskopischen Doppelsterne betrug Mitte 1927 etwas über 1200[1]), wobei bemerkt sei, daß die Beobachtungen im allgemeinen sich nur bis zu den Sternen 6^m bis 7^m erstrecken. Ihre Perioden liegen von 0,1 Tagen bis zu 15 Jahren. Statistisch ist besonders bemerkenswert, daß fast jeder zweite B-Stern zu ihnen gehört.

Stets ergibt sich offensichtlich aus den Radialgeschwindigkeiten nur die Projektion der wahren Bahn in die Gesichtslinie. Bahnen, deren Ebene der jeweiligen Tangentialebene an die Sphäre nahe parallel ist, sind also spektroskopisch nicht nachweisbar. Auch hier können uns die Methoden der Bahnbestimmung nicht näher beschäftigen. Ersichtlicherweise erhält man aber aus den Spektrogrammen, vorausgesetzt daß sie in genügender Zahl vorliegen, die obigen Größen P, T, e, und vor allem die reduzierte große Achse $a \cdot \sin i$ in Kilometern; ω ist auch bestimmbar, nicht dagegen i. Wäre letzteres bekannt und ferner beide Komponenten sichtbar, so würde man leicht auch m_1 und m_2 berechnen können, im Normalfall erhält man statt dessen nur die Massenfunktion

$$\frac{m_2^3 \cdot \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}.$$

Wird $i = 90°$ gesetzt, so erhält man, wenigstens in den Fällen, wo beide Komponenten sich beobachten lassen, Minimalwerte für die Massen. Wird als erste Annäherung $m_1 = m_2$ gesetzt und für $\sin^3 i$ der leicht berechenbare Durchschnittsbetrag 0,59 angenommen, so erhält man Werte für die Massen der Systeme, die statistischen Wert haben und u. a. zeigen: die Sterne der Spektraltypen O und B haben sicher die größte Masse über das 10fache der Sonne, an sie reihen sich die A-, F- usw. Typen an. Die O- und B-Sterne sind nun sämtlich Giganten bzw. Übergiganten, während die Sterne mit visuell bestimmter Bahn ganz überwiegend den Zwergen angehören. Sicher gehören alle Objekte mit visuell einwandfrei bestimmter Masse hierzu, die sich, wie erwähnt, im Durchschnitt als nur etwas geringer als die Sonnenmasse ergibt. Eine weitere Größe, die aus der spektrographischen Bahnbestimmung folgt, ist die Radialgeschwindigkeit des Systemschwerpunktes.

Die Mehrzahl der spektroskopischen Duplizes hat Perioden unter einem Jahr, welche Tatsache stark durch Auswahlprinzipien bestimmt ist. Einige Gründe hierfür sind schon oben besprochen, dazu kommt, daß wir erst seit ca. 1900 genügend genaue Beobachtungsverfahren haben, und schließlich, daß, psychologisch begreiflich, die kurzperiodischen Objekte, das größere Interesse der Beobachter erwecken. Der erwähnte dritte Katalog der Licksternwarte führt 248 bestimmte Bahnen auf. Bemerkenswert ist noch, daß die Exzentrizität um so kleiner ist, je kürzer die Umlaufszeit, je enger also die Systeme, was auch aus nebenstehender Übersicht AITKENS hervorgeht:

Tabelle 8. Periode und Exzentrizität bei Doppelsternen.

	Anzahl	Periode	Exzentrizität
Spektroskopisch	46	2,75 Tage	0,047
	19	7,80	0,147
	25	23,00	0,324
	29	555	0,350
Visuell	30	31,3 Jahre	0,423
	30	74,4	0,514
	18	170	0,539

Eine Sonderklasse auf diesem Gebiet sind die Sterne vom Typus β-Canis maj. Hier ist eine mehrtägige spektroskopische Periode von einer kurzperiodischen Schwankung (Dauer zum Teil nur wenige

[1]) J. H. MOORE, Third Catalogue of spektros. binary stars. Lick Obs. Bull Nr. 355. 1924 u. bes. die Monographie von A. BEER, Spektr. Doppelsterne, Ver. Berlin-Babelsberg Bd. 5, Heft 6. 1928.

verdunkelung kann man bei vielen Systemen so eine zweite Lösung rechnen und nachher untersuchen, welche von beiden die Beobachtungen darstellt, die gleichförmige (U Uniform) oder die mit Randverdun (D Darkned). In vielen Fällen ist eine Entscheidung möglich, in anderen zumeist weil die vorliegenden Beobachtungen nicht genügend genau sind wird die Randverdunkelung oft, oder besser meist, zwischen 0 und 1 Untersuchungen in dieser Richtung sind nur auf Grund ausgedehnter elektrischer Messungen möglich und haben auch im einen oder anderen zum Erfolg geführt.

Außerhalb der Zeiten wechselseitiger Bedeckungen müßten die metrischen Doppelsterne konstante Helligkeit haben; dies ist oft nicht de wofür sich mehrere Ursachen angeben lassen.

1. Vor allem sind die Komponenten häufig vom Spektraltypus A o d. h. Sterne sehr geringer Dichte, dabei sehr eng benachbart, so daß wechse starke Fluteffekte, Verlängerungen in Richtung aufeinander zu eintreten w In erster Näherung kann man die Sterne dann als ähnliche Rotationselli betrachten, deren große Achsen in der Richtung der Verbindung beider s Diese sehen wir am größten, also am hellsten zur Umlaufphase 90°, als kl Kreise während der Bedeckungen. Für diese ändert sich also kaum etwas W liches, wohl aber für die Zeiten außerhalb der Finsternisse. Passende Bearb der Lichtkurven außerhalb der Bedeckungszeiten gestattet dann das gewün Achsenverhältnis zu berechnen. Unter diesen Umständen sind auch verände Sterne denkbar und photoelektrisch nachgewiesen mit ellipsoidischen ponenten, die so geneigt sind, daß keine Bedeckung auftritt, sondern nu kleiner Lichtwechsel, hervorgerufen dadurch, daß wir sie einmal als E dann als Kreis beobachten.

2. Beide Komponenten müssen sich wechselseitig beleuchten, so daß einander zugekehrten Hälften heller sind als die abgewandten. Diese schiedenheiten müssen sich in geringen Unsymmetrien außerhalb der Bedeck zeiten äußern.

3. Schließlich können bei merklicher Bahnexzentrizität, die allerding solch engen Systemen selten ist, die Komponenten wechselnd starke Flutef aufeinander ausüben (etwa im Sinne der Erklärung des δ-Cepheilichtwec S. 197). Die Einflüsse 1. und 2. konnten mit Sicherheit, 3. bis heute nur spu weise nachgewiesen werden. Alles in allem ist gegenwärtig die so weit wickelte Theorie der Doppelsternveränderlichen in der Lage, auch die be Beobachtungen fast restlos darzustellen.

Auf die einzelnen Systeme wird nun häufig noch das dritte KEPLER Gesetz angewandt, insonderheit in der Annahme, daß beide Komponenten gleiche Masse haben. In leichter Zwischenrechnung ergibt sich dann ihre Dicht

$$\varrho_1 = (5{,}29 \cdot P^{\frac{2}{3}} \cdot r_1)^3; \qquad \varrho_2 = (5{,}29 \cdot P^{\frac{2}{3}} \cdot r_2)^3$$

wo r_1 und r_2 den Radius der Komponenten in Einheiten des Abstandes be P die Umlaufszeit in Tagen angibt. Macht man ferner die Annahme, die Ma jeder Komponente sei gleich der der Sonne, so erhält man die Radien in E heiten des Sonnenradius durch die Formel

$$\bar{r}_1 = 5{,}29 \cdot P^{\frac{2}{3}} \cdot r_1; \qquad \bar{r}_2 = 5{,}29 \cdot P^{\frac{2}{3}} \cdot r_2.$$

Freier von Hypothesen ist die Rechnung, falls für ein solches System du spektrographische Beobachtungen eine Bahn, insonderheit $a \sin i$ in Kilomete bekannt ist. i ist durch die photometrischen Messungen gegeben, so daß nun a, r_1 und r_2 in Kilometern erhalten. Sind beide Komponenten spekt

skopisch beobachtet, so erhält man als vollkommensten Fall dann auch ihre Massen. Als ein Beispiel zu all dem seien die Beobachtungsergebnisse von *u* HERCULIS[1]) mitgeteilt, der sich besonders eingehend bearbeiten ließ.

Tabelle 9. Elemente von *u* Herculis

	Relativ	Absolut[2])
Umlaufszeit P	2,051027 Tage	
Bahnexzentrizität e	0,053	
Neigung der Bahn i	77° 39′	
Radius der relativen Bahn	1	14,60
Verhältnis der Radien k	1[3])	
Verhältnis von kleiner zu großer Achse der Komponenten	0,915	
Große Halbachsen	0,318	4,64
Kleine Halbachsen	0,291	4,25
Masse des helleren Sterns m_1		7,3
Masse des schwächeren Sterns m_2		2,8
Dichte des helleren Sterns		0,094
Dichte des schwächeren Sterns		0,036
Licht des helleren Sterns L_1	0,713	
Licht des schwacheren Sterns L_2	0,287	

Die umfassendste Studie auf diesem Gebiete verdanken wir H. SHAPLEY, die 1914 veröffentlicht ist[4]). Es ist seitdem eine Menge weiteres Material hinzugekommen, doch hat sich grundsätzlich an seinen Ergebnissen nichts geändert, von denen zwei besonders interessante Tabellen hier wiedergegeben seien.

Tabelle 10. Lichtwechselamplitude und Größenverhältnis der Komponenten.

Tiefe des Hauptminimums		Der schwächere Stern ist größer		Beide Komponenten etwa gleich groß		Der hellere Stern ist größer		Gesamtzahl
		Anzahl	Proz.	Anzahl	Proz.	Anzahl	Proz.	
Größer als 2m,0	U.	22	100	0	0	0	0	22
	D.	21	95	1	5	0	0	22
Zwischen 1m,0 und 2,0	U.	22	82	3	11	2	7	27
	D.	17	63	5	18,5	5	18,5	27
Zwischen 0,7 und 1,0	U.	12	54	5	23	5	23	22
	D.	11	50	4	18	7	32	22
Kleiner als 0m,7	U.	0	0	12	67	6	33	18
	D.	0	0	13	72	5	28	18
Gesamt:	U.	56	63	20	22	13	15	89
	D.	49	55	23	26	17	19	89

Tabelle 11. Theoretische und beobachtete äquatoriale Elliptizität.

Mittlerer Abstand $\frac{1}{2}(r_1+r_2)$	Zahl der Sterne	Achsenverhältnis beobachtet	Achsenverhältnis theoretisch
0,501	5	0,971	0,944
0,399	5	0,900	0,902
0,320	6	0,838	0,858
0,196	4	0,809	0,772
0,106	4	0,700	0,692

Aus der ersten geht deutlich hervor, daß bei Bedeckungsveränderlichen starker Amplitude der größere Stern zumeist der schwächere ist, während für die geringen Amplituden das Umgekehrte gilt. Da Sterne mit starker Amplitude naturgemäß eher aufgefunden werden als solche mit schwacher, hat ihr Überwiegen in den Tabellen nichts Auffälliges.

---

1) R. H. BAKER, Lick. Obs. Bull. Nr. 378.
2) D. h. die entsprechende Größe der Sonne als Einheit.
3) Also beide Komponenten gleich groß.
4) H. SHAPLEY, Contrib. Princetown Observatory Nr. 3.

In der zweiten Zusammenstellung sind die Systeme mit merklicher Elliptizi der Komponenten nach der Größe des freien Raumes zwischen ihren Ob flächen geordnet. Die theoretische Elliptizität, der wechselseitige Fluteffe ist nach den Arbeiten DARWINS[1]) gültig für homogene inkompressible Flüss keiten berechnet. Angesichts der sehr geringen Zahl von Sternen ist die Üb einstimmung von Theorie und Beobachtung sehr gut.

16. Die Durchmesser und physikalischen Zustände der Fixsterne. I Strahlungsgesetze erlauben die Durchmesser bzw. Radien r der Fixsterne berechnen, wenn für diese bekannt ist die effektive Oberflächentemperatur Parallaxe π und bolometrische Helligkeit H. Über die Bestimmung dieser Größen Ziff. 7 und 9 gesprochen worden. Offenbar gilt auf unser Problem angewandt da das STEFAN-BOLTZMANNsche Gesetz in der Form

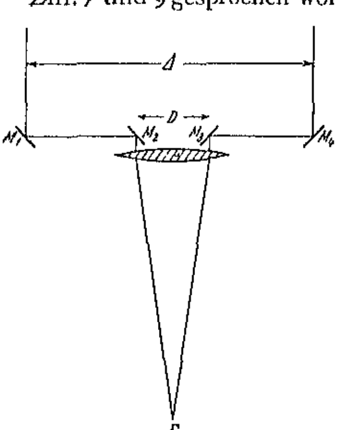


Abb 5. Strahlengang im astronomischen Interferometer

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\pi_2^2}{\pi_1^2} \cdot \frac{r_1^2}{r_2^2} \cdot \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4$$

für zwei verschiedene Sterne. Wird einer von ihn als die Sonne genommen, so erhält man schließlicl in Einheiten des Sonnenradius; ist dagegen (Parallaxe des Sternes unbekannt, so ergibt sich n der Winkel, unter dem, von uns aus gesehen, d betreffende Stern erscheint.

Diese Winkel sind sämtlich kleiner als 0″,1, al selbst mit unseren größten Instrumenten mit Rüc sicht auf Beugungserscheinungen, Luftunruhe us nicht wahrnehmbar. Wohl aber reicht bis dahin d Interferometer in der von MICHELSON vorgeschlagen und auf dem Mount Wilson erprobten Art[2]). D Strahlengang ist in Abb. 5 angedeutet. Im Bren punkt der Linse kommen die beiden aufgefangen Strahlenbündel des Sternlichtes zur Interferenz. Die Helligkeit der Inte ferenzstreifen hängt in nicht ganz einfacher Weise zunächst von den A ständen der vier Spiegel $M_1 - M_4$ ab, dann vom scheinbaren Durchmess des Sterns und der Helligkeitsverteilung auf seine Oberfläche (Randverdunkelu s. Ziff. 15c). Ist der Winkeldurchmesser des Sternes für die Reichweite des I struments genügend groß, so verschwinden bei gewisser Stellung der Spieg die Streifen (M_2 und M_3 sind fest, M_1 und M_4 symmetrisch nach der Seite ve schiebbar). Bei bestimmter Annahme über die Randverdunkelung kann ma aus den gemessenen Spiegelabständen dann die Winkeldurchmesser der Stern berechnen. Immerhin ließen sich in der Art bisher nur fünf Sterne messen, d sämtlich zu den hellsten und nächstgelegenen roten Riesen gehören Der größ Abstand der Außenspiegel betrug dabei 6 m. Zur Zeit ist ein weit größer Sonderinstrument dieser Art auf dem Mount Wilson in Arbeit, mit welche dann vielleicht einige 30 bis 50 Sterne erreichbar sind.

Die Messung dieser vier Sterne[3]) ist nun sehr wichtig als Kontrolle d strahlungstheoretisch berechneten Durchmesser. Wie die Zusammenstellung a S. 188 von BRILL zeigt, läßt die Übereinstimmung nichts zu wünschen übri

Trotz der starken spektralen Bandenentwicklung hat offenbar die A wendung der effektiven Temperaturen hier vollen Erfolg gehabt, so daß w auf das gleiche bei den heißeren Typen erst recht schließen können.

---

[1]) G. H. DARWIN, Phil. Trans A Bd 206, S. 160, A Bd. 178, S. 379; siehe auc G. H. DARWIN, Ebbe und Flut, S. 371. Leipzig: Teubner 1911.

[2]) Referate nebst Literaturangaben in K. F. BOTTLINGER, ZS. f. Instrkde 1924, S. 54

[3]) Der fünfte ist Mira, vgl. S. 196.

EDDINGTONS erweiterte Theorie vom Aufbau der Sterne (s. Bd. XI, S. 233 ds. Handb.) lieferte eine Beziehung zwischen der Masse und der bolometrischen absoluten Helligkeit, welche mit den an Doppelsternen gemachten Erfahrungen ziemlich gut harmonierte. Legen wir also den Sternen verschiedener absoluter Helligkeit die entsprechenden Massen zu, kennen über die Strahlungsgesetze weg ihre Radien, so erhalten wir natürlich ihre mittleren Dichten, Gravitationspotentiale an ihrer Oberfläche und anderes mehr und sind so in der Lage, uns über ihre physikalischen Zustände gutbegründete Vorstellungen zu machen. Die letzte derartige Zusammenfassung hat ebenfalls BRILL[1]) gegeben. Seine Haupttabelle sei nachstehend auszugsweise abgedruckt, im wesentlichen soweit, wie mir persönlich seine Zahlen genügend hypothesenfrei erscheinen.

Tabelle 12.

Zwergsterne.

Spektrum	T Grad	M_{vis} m	M_{bol} m	R Million km	M Masse g	in $\frac{g}{cm^3}$ mittlere Dichte
B0	21400	− 1,30	− 2,92	2,41	$1,54 \cdot 10^{34}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$
B5	15800	− 0,05	− 1,03	1,84	$8,28 \cdot 10^{33}$	$3,2 \cdot 10^{-1}$
A0	11800	+ 0,90	+ 0,47	1,70	$5,47 \cdot 10^{33}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$
A5	9300	+ 1,80	+ 1,66	1,56	$4,15 \cdot 10^{33}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$
F0	7760	+ 2,65	+ 2,67	1,43	$3,22 \cdot 10^{33}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$
F5	6970	+ 3,55	+ 3,58	1,15	$2,68 \cdot 10^{33}$	$4,2 \cdot 10^{-1}$
G0	6320	+ 4,50	+ 4,50	0,91	$2,13 \cdot 10^{33}$	$6,8 \cdot 10^{-1}$
G5	5740	+ 5,35	+ 5,30	0,76	$1,81 \cdot 10^{33}$	$9,8 \cdot 10^{-1}$
K0	5260	+ 6,35	+ 6,22	0,60	$1,51 \cdot 10^{33}$	1,7
K5	4230	+ 9,00	+ 8,47	0,33	$9,51 \cdot 10^{32}$	6,3
M0	3790	+ 11,00	+ 10,15	0,19	$6,89 \cdot 10^{32}$	$2,3 \cdot 10^{+1}$
Riesensterne.						
G5	4980	+ 0,25	+ 0,03	11,5	$7,91 \cdot 10^{33}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
K0	4570	+ 1,55	+ 1,18	8,2	$5,60 \cdot 10^{33}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
K5	3620	+ 0,75	− 0,27	25,5	$9,95 \cdot 10^{33}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
M0	3520	+ 0,55	− 0,59	31,3	$1,12 \cdot 10^{34}$	$8,7 \cdot 10^{-5}$

Die Zahlen der Tabelle sind selbstverständlich Mittelwerte, sind auf die Größenordnung gewiß sicher, wenngleich künftighin die eine oder andere noch stärkere Abänderungen erfahren wird.

Eine Sonderstellung nehmen die „weißen Zwerge" ein (s. S. 193). Es handelt sich hier um Sterne von hoher Oberflächentemperatur, Spektrum B oder A und sehr geringer absoluter Helligkeit, also auch von sehr kleinem Durchmesser (ca. 0,1 bis 0,01 des der Sonne). Bei zwei von ihnen, die Begleiter visueller Doppelsterne mit bekannter Bahn und Parallaxe sind, kennen wir auch die Massen. Sie sind von gleicher Größenordnung wie die der Sonne, so daß die mittleren Dichten sich der Größenordnung nach zu etwa 50000 (rel. Wasser!) ergeben. Diese Objekte stellen so ein besonders interessantes Problem über den inneren Aufbau der Sterne dar, das hier nicht zur Diskussion steht[2]). Der eine von ihnen, der Siriusbegleiter, hat bei der experimentellen Prüfung der allgemeinen Relativitätstheorie eine wichtige Rolle gespielt[3]).

17. Die Sternhaufen und nichtgalaktischen Nebel. Bezüglich der kosmischen Stellung dieser Objekte sei auf den Artikel von BERNHEIMER, Bd. 4 dieses Werkes verwiesen, da die mit ihm zusammenhängenden Probleme engstens mit

[1]) A. BRILL, ZS. f. Phys. Bd. 31, S. 717. 1925.

[2]) A. S. EDDINGTON, l. c. S. 207.

[3]) S. dieses Handbuch Bd. 21.

der Frage nach dem Bau des Universums verbunden sind. Sie seien hier i der Hauptsache als „kosmische Lichtquellen" betrachtet.

a) Die Sternhaufen[1]. Entsprechend ihrer Lage an der Sphäre wie in Raume unterscheidet man Milchstraßenhaufen und Kugelhaufen. Die Milch straßenhaufen sind lokale Sternansammlungen (einige 100 bis 1000 einzeln Sterne) und enthalten die verschiedensten Spektraltypen. KIENLE und sein Mitarbeiter sowie TRÜMPLER[2] haben gezeigt, daß bei ihnen das Russelldiagramm etwa in der Form der Abbildung 4, S. 193 sich aus den Messungen der schein baren Helligkeiten und Farbenindizes (Ersatz der Spektraltypen s. S. 189 zeichnen läßt. Da zunächst die Parallaxe des einzelnen Haufens nicht bekann ist, lassen sich in der Helligkeitsskala nur die scheinbaren Größen eintragen. Be der Gedrängtheit der Haufen kann man annehmen, daß praktisch alle Mit glieder in der gleichen Entfernung von uns liegen, so daß die Reduktion au absolute Größen nur eine additive Konstante in der Helligkeitsskala bedeutet Diese läßt sich zuweilen aus dem Vergleich des Sternhaufendiagramms mi dem normalen Russelldiagramm ableiten, wodurch dann in ersichtlicher Weise (s. S. 182) hieraus die Parallaxe berechnet werden kann.

Von den kugelförmigen Sternhaufen scheinen auch nach den vertieften Untersuchungen der letzten Jahre nur einige 90 Objekte zu existieren. Die Sterne sind hier so dicht gedrängt, daß ein Auflösen der Haufen selbst bei Instrumenten großer Brennweite nur so lange möglich ist, als man sich mit den hellsten Sternen abgibt. Bei Dauerexpositonen, d. h. bei dem Hervortreten auch der schwächeren Objekte, überlagern sich die Bildchen über einen mehr oder weniger großenTeil des Haufens zu einer unauflösbaren Masse. Abzählungen von Aufnahmen, die mit den großen Reflektoren des Mount Wilson erhalten sind, ergaben, daß einige dieser Kugelhaufen sicher weit über 50000 einzelne Sterne enthalten.

Charakteristisch für die Kugelhaufen ist vor allem das häufige Auftreten von δ-Cepheiveränderlichen, welche zuerst BAILEY, später vor allem SHAPLEY[3] genauer untersucht haben. Letzterer benutzte sie vor allem zur indirekten Entfernungsbestimmung (s. S. 182). Die Ergebnisse wurden kontrolliert durch einfache stellarstatistische Untersuchungen, Vergleich von Durchmesser und Helligkeit der einzelnen Objekte usw. Die ermittelte Entfernung schwankt zwischen etwa 10000 und 100000 Sternweiten. Aufnahmen mit mittleren Instrumenten sowie die üblichen Reproduktionen zeigen im allgemeinen nur die etwa 500 bis 1000 jeweils hellsten Objekte. Im ganzen scheinen die Kugelhaufen eine sehr einheitliche Gruppe kosmischer Gebilde darzustellen, was Durchmesser, absolute Gesamthelligkeit und andere Eigenschaften anlangt. Ihre scheinbaren Gesamthelligkeiten liegen zwischen der vierten und mindestens fünfzehnten Größenklasse.

b) Die nichtgalaktischen Nebel. Die Zahl dieser Objekte, die nach dem heutigen Wissensstande außerhalb des Milchstraßensystems liegen, ist sehr groß. Neben über 10000 katalogisierten haben wir noch zahllose sehr schwache und scheinbar kleine, wie mehr oder weniger systematisch durchgeführte Stichproben ergeben haben. Die Schätzungen schwanken zwischen etwa 200000 und einer Million. Ihre scheinbaren Durchmesser gehen von $2^1/_2{}^\circ$ herunter bis zu solcher Kleinheit, daß sie von Sternen auf der photographischen Platte kaum

---

[1] S. vor allem die Monographie von TEN BRUGGENKATE, Die Sternhaufen. Berlin: Julius Springer 1927.

[2] R. J. TRÜMPLER, Publ. Astrophys. Soc. of the Pacific Dezember 1925.

[3] H. SHAPLEY, Contrib. from the Mount Wilson Obs. Nr. 157 und an mehreren anderen Orten. Sammelreferat Naturwissensch. 1920, S. 735 sowie TEN BRUGGENKATE l. c.

unterschieden werden können. In neuerer Zeit hat man mehrfach versucht, diese Objekte zu klassifizieren. Einer der letzten derartigen Vorschläge, von LUNDMARK[1]) stammend, sei nachstehend auszugsweise wiedergegeben:

Tabelle 13. Klassifikation der Nebelflecke.

	Symbol
I. Galaktische Nebel (vgl. Nr. 18 u. 19)	G
1. Planetarische Nebel	Gp
a) Ohne Zentralstern	Gp0
b) Schneckenförmige (Helicoidal forms)	Gph
c) mit Zentralstern, die verschiedenen Abstufungen im Verhältnis des Gesamtlichts des Nebels zum Licht des Zentralsterns gekennzeichnet durch	Gp1—Gp5
2. Chaotische Nebel (Irregular)	Gi
a) Helle Nebel (bright)	Gib
b) Dunkle Nebel (dark)	Gid
II. Nichtgalaktische Nebel (Anagalactic)	A
1. Elliptische, längliche oder linsenförmige Nebel	Ae
Die Abstufungen der Konzentration zur Mitte von schwach nach stark ansteigend werden gekennzeichnet durch	Ae0—Ae5
Der Buchstabe a wird zugefügt, wenn Absorptionserscheinungen vorliegen, z. B	Ae3a
2. Spiralnebel	As
a) Spiralstruktur kaum sichtbar	As0
b) Abstufungen der Konzentration zur Mitte	As1—As5
Spiralarme kontinuierlich	As1c—As5c
Spiralarme in Flecke oder einzelne Punkte aufgebrochen (broken)	As1b—As5b
c) Einarmige Spirale (One-branched)	Aso
d) Die Spiralarme bilden einen hellen Ring	Asr
e) Verbindung des Ringes mit dem Zentrum fraglich (an den Saturn erinnernd)	Ass
f) Ring oder Arme mit dem Zentrum verbunden durch einen Balken	Asp
3. Magellanische Wolken	Am
Je nach der Konzentration zur Mitte Unterstufen	Am0—Am5

Beispiele für die vorstehenden Typen lassen sich zum Teil den größeren populär-astronomischen Büchern entnehmen oder den prächtigen Abbildungen der Lickssternwarte und des Mount Wilson Observatory[2]), doch sei besonders darauf aufmerksam gemacht, daß alle diese Reproduktionen durch mehrfaches Umkopieren und Verstärken entstanden sind. Die Helligkeiten der ausexponierten Sternbilder werden bei diesen Prozessen nicht verändert, wohl aber treten die zarten Nebeldetails mehr und mehr hervor, wodurch ein völlig falsches Bild der Intensitätsverhältnisse entsteht. Nicht umkopierte Reproduktionen befriedigen ästhetisch kaum und sind daher selten (z. B. Astrophys. Journ. Bd. 56, S. 204). Zu obiger Einteilung und allgemein ist weiter zu bemerken: Die Spektra der Spiralnebel entsprechen, soweit bekannt, den Typen F, G, K. Zuweilen treten helle Linien auf, im übrigen sind naturgemäß die Spektra nur bei geringster Dispersion zu erhalten und äußerst verwaschen. Sie deuten darauf hin, daß wir es hier mit großen Sternansammlungen zu tun haben.

Als Magellanische Wolken bezeichnet man im eigentlichen Sinne zwei sehr helle verwaschene Flecken in der Nähe des Südpols von 10 bzw. 40 Quadratgrad

[1]) K. LUNDMARK, Ark. f. Mat., Astron. och Fys. Bd. 19, Nr. 8. Stockholm 1926. Von E. HUBBLE ist Astrophys. Journ. Bd. 64. S. 321. 1926 eine der LUNDMARKschen sehr ähnliche Einteilung vorgeschlagen worden. Verabredungsgemäß wird diese in dem Referat von BERNHEIMER (dieses Handbuch, Bd. 4) gebracht werden. S. ferner hierzu K. LUNDMARK Studies of anagalactic nebulae Uppsala 1927.

[2]) Publ. of the Lick. Obs. Bd. 8 u. 13; Astrophys. Journ. Bd. 57, S. 137 usw.

Fläche. Nach den Arbeiten der Harvardsternwarte[1]) befinden sich
Sterne aller Spektraltypen, planetarische und chaotische Nebel, V
liche der verschiedensten Art, kurz all die Objekte, die auch unser
straße kennzeichnen. Hervorzuheben ist aber vor allem die große Z
δ-Cepheiveränderlichen in ihnen, die zur Entdeckung der Beziehung
Leuchtkraft und Periode geführt haben (s. S. 197). LUNDMARK gibt
einige 20 weitere Nebelflecken an, die seiner Ansicht nach den beiden
lanischen Wolken dem Wesen nach gleichzustellen sind. Einer von
NGC 6882, ist neuerdings durch HUBBLE[2]) näher untersucht worde
hier handelt es sich vor allem um eine Reihe δ-Cepheisterne, ch
Nebelmassen und ähnliches, womit LUNDMARK vollständig für dieses
bestätigt wurde.

In gleicher Art hat HUBBLE die beiden scheinbar größten Spiralne
und M 33 (den Andromedanebel und den im Dreieck) untersucht[3]). In
Fällen gelang es ihm wenigstens in den Randteilen, die Nebel in einzeln
aufzulösen, unter ihnen δ-Cepheiveränderliche in größerer Zahl aufzufin
so für diese Objekte in der bekannten Art (s. S. 182) die Entfernung
damit linearen Dimensionen abzuleiten. Es ergab sich, daß sie unter
und mit dem Milchstraßensystem koordiniert sind, d. h. ihre Abstän
uns gehen in die 2 bis 300000 Sternweiten, ihre Dimensionen betrag
bis 15000 Sternweiten.

Kennzeichnend für einige der großen Spiralnebel ist ferner das ne
häufig konstatierte Aufleuchten neuer Sterne. LUNDMARK[4]) vor allem hat
mittleren Helligkeit der Nebelnovae im Vergleich zur mittleren maximalen
keit der Milchstraßennovae ebenfalls die Distanzen des Spiralnebels zu er
versucht und ist dabei im wesentlichen zu den gleichen Ergebnissen wie H
gekommen, wobei Referent letztere allerdings für die wesentlich sicher

Die Helligkeitsmessung der Nebelflecke befindet sich erst in den An
HOLETSCHECK in Wien hat das wichtigste hierhergehörige Verzeichnis aufge
Die älteren Beobachter und Entdecker klassifizierten die Nebel nach dem
HERSCHELS nur als „sehr hell, hell usw. bis sehr schwach", wobei sub
Einflüsse weitgehend sich bemerkbar machen mußten. HOLETSCHEK ve
unter Verwendung möglichst geringer Vergrößerung den Gesamthelligk
druck eines Nebels in Form von Stufenschätzungen mit dem benac
Sterne zu vergleichen, für welche ihm allerdings nur die Größenschät
der Bonner Durchmusterung zur Verfügung standen. HOPMANN[6]) ha
Teil seiner Sterne photometrisch gemessen und konnte so die Daten
SCHECKS in die normale Skala bringen. Ebenso wichtig ist die ausgedehn
tometrische Reihe von WIRTZ[7]), der mit einem Flächenphotometer die F
helligkeiten von fast 600 Nebel ermittelte. Sie sind ebenfalls in Größen
ausgedrückt, wobei natürlich die Wahl des Nullpunktes freistand.
wählte ihn so, daß die Flächenhelligkeiten gleich den Totalhelligkeiten
HOPMANN wurden bei Nebeln, deren Oberfläche einem Kreise von 1'
messer entspricht.

Aus den Helligkeitsverzeichnissen und gelegentlichen photogra
statistischen Abzählungen haben LUNDMARK, WIRTZ, SHAPLEY und bes. H

[1]) H. SHAPLEY, Harv. Circ. Nr 255 u. ff
[2]) E. HUBBLE, Astrophys. Journ. Bd. 62, S. 409. 1925.
[3]) E HUBBLE, Astrophys. Journ. Bd. 63, S. 236. 1926
[4]) K. LUNDMARK, Astron. Nachr. Bd. 209, S. 369. 1919.
[5]) J. HOLETSCHECK, Ann. d. Wiener Sternwarte Bd. 20. 1907.
[6]) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 214, S. 425 1921.
[7]) C. WIRTZ, Medd Lund Astr. Obs. Nr. 29.

uber die Konstitution und kosmische Stellung der Nebel Schlüsse zu ziehen versucht, d. h. insbesondere die Beantwortung der Frage: Haben die Nebel im Durchschnitt alle den gleichen linearen Durchmesser oder gibt es auch unter ihnen Riesen und Zwerge; wie ist die Leuchtkraftkurve ihrer absoluten Gesamthelligkeiten beschaffen usw? Da eine endgültige Klärung noch nicht erfolgt ist, sei nur auf das Referat von BERNHEIMER verwiesen[1]).

Die Radialgeschwindigkeiten von etwa 40 der hellsten Spiralnebel ließen sich bis heute ermitteln. Sie sind durchweg beträchtlich hoch, bis zu 2000 km/sec, wobei die einzelne Bestimmung eine Sicherheit von etwa $\pm$200 km/sec hat. Von verschiedener Seite ist versucht worden, aus ihnen den Apex der Sonnenbewegung abzuleiten bzw. Richtung und Geschwindigkeit, mit welcher sich die gesamte Umgebung der Sonne ihnen gegenüber bewegt. Dabei stellt es sich als ein außerordentlich hoher K-Effekt[2]) heraus. LUNDMARK[3]) und andere haben ihn im Sinne einer relativistischen Rotverschiebung zu deuten versucht, während HOPMANN[4]) das Material noch mit starken instrumentellen Fehlern behaftet glaubt. Auch hier müssen Beobachtungen mit stärkeren optischen Hilfsmitteln erst abgewartet werden.

18. Die planetarischen Nebel. (Die Gasnebel I.) Neben der großen Menge uns punktförmig erscheinender Fixsterne kennen wir noch eine beschränkte Zahl flächenhafter intergalaktischer Gebilde. Daß wir es hier nicht mit unaufgelösten Sternhaufen, sondern Gasmassen zu tun haben, hat spektroskopisch erstmalig Hyggins 1863 nachgewiesen. Wir können zwei Gruppen unterscheiden: abgeschlossene kugelartige Gebilde, die nach ihrem Aussehen in kleineren Fernrohren „planetarische Nebel" (ähnlich dem Uranus oder Neptun) genannt werden, und ferner die chaotischen Gasmassen. Beide Gruppen haben ihrer Natur nach außerordentlich viel Gemeinsames, doch auch wieder starke Unterschiede.

Die augenblicklich umfassendste Untersuchung der planetarischen Nebelfläche verdanken wir der Lickstemwarte[5]). Die Gesamtzahl der bis heute bekannten Objekte dieser Klasse beträgt etwa 130 bis 140, die fast alle nahe der Milchstraße stehen. Ihre scheinbaren Durchmesser erreichen ein Maximum von 6 Bogenminuten und gehen andererseits herunter bis zu derart kleinen Objekten, daß sie visuell oder auf der photographischen Platte nicht mehr erkannt werden können und sich nur durch ihr Spektrum verraten. L. c. unterscheidet CURTIS folgende Formen:

A. Schraubenartige Gebilde.

B. Ringformen, meist kreisförmig oder elliptisch.

C. Scheiben mit hellem Rand; elliptische Ringe weniger vollkommen als unter B, die an den Enden der großen Achsen allmählich schwächer werden und den Eindruck ellipsoidischer Schalen hervorrufen.

D. Formen wie unter C, die Lichtabschwachung an den Enden der großen Achse ist stärker. An ihrer Stelle zeigen sich häufig schwache bogenförmige Ansätze.

E. Objekte, die längs und an den Enden der großen Achsen merklich schwächer sind.

F. Kreisförmige oder elliptische Scheiben, die nach dem Rande zu allmählich schwächer werden, ohne merkliche Struktur. Sie sind meist sehr klein.

H. Sternförmige planetarische Nebel; von einem Stern auf der Platte nicht zu unterscheiden, wohl visuell bei sehr starker Vergrößerung. Sie gehören wohl zu F und sind nur scheinbar kleiner.

---

[1]) Dieses Handbuch Bd. IV.
[2]) Siehe S. 182.
[3]) K. LUNDMARK, Month. Not. Bd. 85, S. 865. 1925.
[4]) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 218, S. 97. 1923.
[5]) Publ. of the Lick. Obs. Bd. 13. 1918.

CURTIS hat ferner versucht, an Hand von Modellen und Photographien von ihnen unter allen möglichen Gesichtswinkeln sich die räumliche Struktur dieser Nebel zu veranschaulichen. Sie lassen sich am besten wohl darstellen als hohle Rotationsellipsoide, deren verschieden dicke Schalen aus leuchtendem Gas bestehen, mit geringster Schichtdicke längs des Äquators.

Ein wesentlicher Teil eines planetarischen Nebels scheint sein Zentralstern zu sein. Von 78 untersuchten Objekten haben 55 sicher einen solchen; in einer Anzahl der übrigen Fälle liegen Unregelmäßigkeiten oder andere Quellen der Unsicherheit vor. Der Spektroskop hat erwiesen, daß diese Zentralsterne (Kerne, Nuclei) alles O-Sterne, zum Teil Wolf-Rayetsterne sind, also der höchsten Temperaturklasse angehören. Ihr Energiemaximum liegt derart im äußersten Ultraviolett, daß es wegen der Extinktion in der Erdatmosphäre und in der Silberschicht der Reflektoren noch nicht feststellbar war. Erklärlicherweise lassen sich unter diesen Umständen die Kerne visuell kaum wahrnehmen.

Diese Zentralsterne wurden für eine große Zahl Nebel durch VAN MAANEN zu Parallaxbestimmungen[1]) herangezogen. Es ergab sich, daß sie zwischen etwa 100 und 500 Lichtjahre von uns entfernt sind, d. h. die meisten von ihnen sind an der Grenze trigonometrischer Meßmöglichkeit.

Sind die ermittelten Parallaxen reell, so müssen die Zentralsterne absolut sehr lichtschwach sein, etwa 7^m bis 8^m, gegenüber -4^m der O-Sterne sonst (siehe S. 193), d. h. über 10000mal schwächer. Zur Erklärung dieses eigenartigen Verhaltens könnte man an starke Absorption innerhalb des Nebels denken; doch ist die Frage heute noch nicht genügend geklärt[2]). Unter der gleichen Voraussetzung sind ferner die Dimensionen dieser Gaskugeln das 30- bis 1000fache des Durchmessers unseres Sonnensystems. Sind die Parallaxen nicht reell bzw. systematisch zu groß gemessen, so müssen die Kerne absolut sehr viel heller sein, als der obigen Angabe entspricht, allerdings dann auch die absoluten Dimensionen dieser Gebilde entsprechend viel größer.

Visuelle Gesamtintensitäten einer Anzahl planetarischer Nebel haben HOLETSCHECK und HOPMANN[3]) ermittelt, die hellsten sind ca. 8^m, visuelle Flächenhelligkeiten wurden von WIRTZ[4]) und HOPMANN[3]) bestimmt. Photographisch-photometrische Untersuchungen liegen noch kaum vor. Im wesentlichen sind es nur die Angaben von CURTIS über das Verhältnis der Minimalbelichtungszeiten, um die Konturen eines Nebels unter ein und denselben Beobachtungsbedingungen zu erhalten.

Die planetarischen Nebelflecke haben ein reines Emissionsspektrum. Im Gebiet von 3300 IA bis 6700 IA zählt CURTIS ca. 70 verschiedene Linien auf zugehörig dem H, He, He+ und Linien unbekannten Ursprungs. Die wichtigsten von ihnen sind s. Tabelle 14:

Tabelle 14. Hauptlinien der Gasnebel.

λ	Intensität	Element	Serienbezeichnung
7325		O II	^2D—^2P
6583.6		N II	$^3P_2$—^1D
6548.1		N II	$^3P_1$—^1D
5006.84	sehr hell	O III	$^3P_2$—^1D
4958.91	,, ,,	O III	$^3P_1$—^1D
4859.36	,, ,,	He+	^4F—^8G
4387.93	ziemlich ,,	He	^1P—^4D
4363.21	,,	O III	^1D—^1S
4340.46	,, ,,	$H\gamma$	^2P—^5D
4101.74	,,	$H\delta$	^2P—^6D
3970.08	,,	$H\varepsilon$	^2P—^7D
3869	,,	He	
3728.91	,,	O II	^4S—$^2D_3$
3726.16	sehr ,,	O II	^4S—$^2D_2$

[1]) A. VAN MAANEN, Contrib. Mount Wils. Obs. Nr. 237.
[2]) B. P. GERASIMOVIČ, Astr. Nachr. Bd. 225, S. 89. 1925.
[3]) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 214, S. 425. 1921.
[4]) C. WIRTZ, Medd. Lund. Astr. Obs. Nr. 29.

Daß die zwei hellsten der Linien unbekannten Ursprungs dem Nebulium früher zugeschrieben wurden, hatte natürlich nur deskriptive Bedeutung. Am weitesten in ihrer Erklärung ist seiner Zeit vielleicht NICHELSON gekommen[1]), dem es im Anschluß an die älteren Vorstellungen vom Atom 1912 gelang, die Emissionen eines Nebuliumatoms zu berechnen, bestehend aus einem vierfach positiv geladenem Kern und vier Elektronen, die in gleichen Abständen um den Kern rotieren. Er war sogar imstande, nicht nur alle bekannten Linien darzustellen, sondern auch einige weitere als schwach anzukündigen, die dann auch nachträglich in Heidelberg und auf der Lickstemwarte aufgefunden wurden. Andererseits passen die Anschauungen NICHELSONS in keiner Weise in die moderne Atomtheorie herein. In einer späteren Arbeit nimmt NICHELSON zwei verschiedene Elemente an, ein Nebulium mit dem Atomgewicht 1,3 und ein Archonium, Atomgewicht fast 3, sowie ein drittes Gas, Atomgewicht 0,3, welch letzteres bisher nicht nachweisbar war. Neuestens ist es aber BOWEN[2]) gelungen, auf Grund der modernen Atomvorstellungen und Serienbezeichnungen fast alle bis dahin unbekannten Nebellinien als dem hochionisierten O und N zugehörig zu erkennen (s. Tabelle 15); nachdem H und He schon längst in den Nebeln erkannt war, war dieses Ergebnis zwar schon zu erwarten, noch nicht aber sicher gestellt worden. Gutteils handeln es sich hierbei um „verbotene" Linien, deren Auftreten sich aber dadurch erklärt, daß in den äußerst verdünnten Nebelgasen die freie Weglänge der Atome von ganz anderer Größenordnung ist, als es im Laboratorium herstellbar ist.

Nach dem Vorbilde von WOLF hat CURTIS ferner durch Spektralaufnahmen ohne Spalt zeigen können, daß in einer Reihe dieser Nebel die leuchtenden Massen verschiedenartig geschichtet sein müssen, indem dann jeder Emissionslinie ein völliges Bild des Nebels entspricht, diese aber zum Teil merklich verschiedenes Aussehen zeigen.

Die spektrographischen Studien auf der Lickstemwarte erwiesen ferner in einer Reihe planetarischer Nebel lebhafte interne Bewegungen. Die Spektrallinien, parallel oder senkrecht zur großen Achse der elliptischen Nebelscheiben gestellt, waren eigenartig gekrümmt oder aufgespalten. Um Zeemann- oder Starkeffekte konnte es sich nachweislich nicht handeln. Bei einigen wenigen Nebeln war die einfachste Deutung der Erscheinung, sie als Effekt einer Drehung des Nebels um eine Achse aufzufassen, die etwa senkrecht zur Sehrichtung steht. Die Rotationsgeschwindigkeiten in den Randpartien der Nebel betrugen dabei durchschnittlich etwa 10 km/sec. Versuche von CAMPBELL u. a. aus diesen Rotationen in Verbindung mit dem scheinbaren Durchmesser der Nebel und ihrer Parallaxe Schlüsse auf die Umdrehungszeiten und Massen dieser Gebilde zu ziehen, führten zu plausiblen, aber sehr unsicheren Beträgen, 10000 Jahre bzw. etwa das Zehnfache der Sonne.

b) Die chaotischen Gasmassen.

19. Die chaotischen Gasmassen. (Die Gasnebel II.) Wie die planetarischen Nebelflecke, so gehören sicher auch die formlosen zum System der Milchstraße. Sie erstrecken sich oft über große Teile des Himmels, wie z. B. der hellste von ihnen, der Orionnebel, dessen Gasmassen das gesamte gleichnamige Sternbild ausfüllen. Neben dem Anblick der Photographien zeigten auch die Radialgeschwindigkeitsbestimmungen an sehr vielen Stellen gerade dieses Nebels, daß in ihnen nicht nur die Form, sondern auch die Bewegungen chaotisch sind[3]).

[1]) J. W. NICHELSON, Month. Not Bd. 72, S. 49. 1912.
[2]) J. S. BOWEN. Publik. astr. Soc. of the Pacific. Nr. 231. 1927.
[3]) Publik. of the Lick Obs. Bd. 13. 1918.

Geeignete Aufnahmen mit lichtstarken langbrennweitigen Instrumenten m
es ferner zur Gewißheit, daß die Nebelmassen mit einzelnen Sternen in
Verbindung stehen, wie denn auch die im Orionnebel liegenden B- und C
im Mittel die gleiche Radialgeschwindigkeiten wie der Nebel haben.

Die meisten chaotischen Nebel sind recht lichtschwach, und bei den g
den amerikanischen Reproduktionen muß man immer wieder beachte
sie teilweise durch mehrfaches Umkopieren der Originalaufnahmen
worden sind. Neben den leuchtenden Nebeln haben wir aber unstreit
dunkle lichtverschluckende Massen im Kosmos. Sie kennzeichnen sich d
daß über größere oder kleinere Strecken das Gewimmel der Milchstraße
durch fast absolute Sternleeren abgelöst wird. An mehreren Objekten
WOLF durch geeignete Abzählungen nachweisen[1], daß derartige lichtabsorb
Wolken die hinter ihnen liegenden Sterne um fünf und mehr Größen
das Licht also auf $^1/_{100}$ und weniger seiner Intensität, schwächen könne
größeres Verzeichnis derartiger Stellen verdanken wir BARNARD[2]).

Alle diese Nebel, helle wie dunkle, erscheinen nun in oder nahe der
straße, projizieren sich auf das Sterngewimmel. Daneben wird nun vo
von HAGEN[3]) und seinen Mitarbeitern an der vatikanischen Sternwa
These vertreten, der ganze Himmel sei mit einem Netzwerk dunkler
überzogen, das um so dichter sei, je weiter wir von dem Gürtel der Milc
uns entfernen. Das Photographieren derartiger Objekte ist natürlich nich
lich. Sie verraten sich nur durch eine eigenartige Schattierung des H
hintergrundes bei geeigneter visueller Beobachtung. Eine Entscheidun
die Richtigkeit dieser These hat sich bis heute noch nicht fällen lasse

Hinsichtlich des spektrographischen Verhaltens der chaotischen Neb
vielerlei anderer Einzelheiten kommen ältere Arbeiten nicht mehr in
nachdem die ausgedehnten Studien HUBBLES[4]) 1922 erschienen sind. Er
scheidet unter den chaotischen Nebeln zwei Gruppen. Die erste mit 33
suchten Objekten gibt vorwiegend kontinuierliche bzw. Absorptionsspek
zweite, 29 Objekte, vorwiegend Emissionsspektra. Zur Erklärung all
Phänomene war besonders die spektrographische Untersuchung der m
Nebel offensichtlich verbundenen Sterne von größter Bedeutung. HUBBL
einen stetigen Übergang nach von Wolf-Rayetsternen, die Kerne kleiner
tarischer Nebelflecke sind, zu solchen in großen planetarischen Nebelfleck
Oe5-Bo-Sterne, die mit den chaotischen Nebel der ersten Gruppe ver
sind, zu den B1- und späteren Sternen, die zu der zweiten Gruppe gehör
kann als so gut wie sicher zeigen, daß die Quelle des Leuchtens der
in der Strahlung zu suchen ist, die von den von ihnen eingehüllten Stern
geht. Dementsprechend haben die Nebel kein selbständiges Leuchten, s
dieses ist in irgendeiner Form von den benachbarten Sternen der heißen Sp
typen verursacht. Den Mechanismus dieser Erscheinung kennen wir noch
Bei den Nebeln mit Emissionslinien muß es sich um eine Art Luminiszenz ha
während teilweise das Leuchten der Nebel mit kontinuierlichem Spektr
Reflektion gedeutet werden kann. Wie an dem Sonderbeispiel der um Rigel
den Nebelmassen gezeigt wird, können diese auf sehr große Entfernung
zu 20 Lichtjahren vom anregenden Stern entfernt, zum photographischen
weis gebracht werden. Die Intensitätsverhältnisse bei diesen Verhäl
genügen nachweislich sehr nahe dem Entfernungsquadratgesetz. Da im i

[1]) M. WOLF, Seeliger-Festschrift S. 312. Berlin: Julius Springer 1924.
[2]) E. E. BARNARD, Lick. Obs. Bd. 11.
[3]) J. HAGEN, Naturwissensch. 1921, S. 935 (Autoreferat).
[4]) E. HUBBLE, Astrophys. Journ. Bd. 56, S. 162 u. 400. 1922.

in den planetarischen wie in den chaotischen Nebeln die gleichen Emissionslinien auftreten, gilt hinsichtlich der Natur des Nebelstoffes das in der letzten Ziffer Gesagte.

c) Im reflektierten Licht leuchtende Körper.

20. Die Körper des Sonnensystems. Allgemeines. Die astrophysikalische Untersuchung der Fixsterne hat in den letzten Jahren viele Ergebnisse gezeigt, die sich im Laboratorium noch nicht oder niemals werden erreichen lassen und die so von größter Bedeutung für den Physiker geworden sind. Dementsprechend ist diese Seite astronomischer Arbeit im vorhergehenden ausführlich behandelt worden. Bei der Untersuchung der Körper des Sonnensystems verwendet die Astronomie Ergebnisse der Physik, während für diese selbst erfahrungsgemäß nur wenig Neues zu erwarten ist. Unsere Darstellung beschränkt sich daher enger auf das Thema „Die Planeten als (sekundäre) Lichtquellen", während alle übrigen Einzelheiten in der angeführten Literatur nachzusehen sind[1]).

Die Planeten und ihre Monde leuchten ausschließlich im reflektierten Sonnenlicht, so daß in größeren Zügen ihr Spektrum große Ähnlichkeit mit dem der Sonne aufweist. Einzelheiten im nächsten Abschnitt. Hinsichtlich des kontinuierlichen Spektrums sei auf die Potsdamer Messungen[2]) hingewiesen, die bei Jupiter, Mars und Mond eine nach Violett ansteigende Absorption ergeben haben, so daß die „effektive Temperatur" der Planetenstrahlung sich merklich niedriger als die der Sonne ergibt.

Die scheinbaren Gesamthelligkeiten der Planeten hängen von folgenden Größen ab: Ihrem Abstand von der Erde Δ, ihrem linearen Durchmesser r, ihrem Abstand von der Sonne R und dem Verhältnis zwischen der scheinbaren Helligkeit des Planeten beim Phasenwinkel $0°$ zu der der Sonne, beide aus gleicher Entfernung gesehen, schließlich von den Gesetzen der diffusen Reflektion und vom Phasenwinkel α (Sonne — Planet — Erde). Die Größen α, r und Δ sind durch die Theorie der Planetenbewegung sehr sicher bekannt, so daß die im gewöhnlichen Größenklassensystem gemessenen Helligkeiten zunächst auf einheitliche Entfernungen umgerechnet werden können. Bezüglich des Reflektionsverhältnisses, der Albedo, herrschte bis in neuere Zeit einiges Durcheinander, bzw. man hatte unbewußt eine Reihe verschiedener Definitionen dieser Größe nicht genügend auseinandergehalten. Erst durch die Arbeiten durch Russell[3]) und Bell[4]) ist eine Klärung erfolgt.

Vorweg sei an die noch heute bestehende Unsicherheit bezüglich der Gesetze diffuser Reflektion erinnert. Ist i der Inzidenzwinkel, d. h. der Winkel zwischen der Normalen einer kleinen, absolut diffus reflektierenden Fläche und der Richtung der einfallenden Strahlen, e der Emanationswinkel, d. h. der Winkel zwischen Flächennormale und Beobachter, k und λ Konstanten, I_0 und I die Intensi-

---

[1]) Betr. Himmelsmechanik s. Enzyklopädie der Math. Wissenschaften. Bd. VI, 2 Teil. Eine gute, wenn auch nicht mehr ganz moderne Darstellung bietet Airy-Hoffmann, „Die Gravitation". Als didaktisch bes. wertvoll sei genannt: F. R. Moulton, Einführung in die Himmelsmechanik. Teubner, 1927. Über den Mond unterrichtet ausgezeichnet das Büchlein von Franz aus der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt". Übersichten über die Einzelheiten der Planetenoberfläche geben die besseren modernen populären Astronomien, wie die von Newcomb-Engelmann (7. Aufl. 1922). Vor allem sei ferner auf die zusammenfassende Darstellung E. Schönbergs, „Die Strahlung der Planeten" verwiesen. Ergebn. d. exakt. Naturwiss. Bd. 5. 1926 (Berlin: Julius Springer).

[2]) J. Wilsing, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam. Nr. 77. 1921.

[3]) H. N. Russell, Astrophys. Journ. Bd. 43, S. 173. 1916.

[4]) L. Bell, Astrophys. Journ. Bd. 45, S. 1. 1917.

taten des auffallenden und des beobachteten Strahls, so sollen folgende (gelten:

$$I : I_0 = k \cdot \cos i \qquad \text{EULER},$$
$$= k \cdot \cos i \cdot \cos e \qquad \text{LAMBERT},$$
$$= k \cdot \frac{\cos i \cos e}{\cos i + \lambda \cos e} \qquad \text{LOMMEL-SEELIGER}.$$

Bezüglich ihrer Ableitung sei auf Bd 19, Kap. 19 verwiesen. Das erste is Theorie und Messung unhaltbar, das zweite theoretisch ebenfalls nicht, scheint obachtungen, wenn auch nicht vollkommen, aber besser darzustellen als das welches vom Standpunkte der theoretischen Physik um 1890 gut begrün

BELL gibt nun folgende Definitionen für die Albedo: Die geometr Albedo ist der Anteil des auffallenden Sonnenlichtes, der von einem geg Körper bei voller Phase zurückgeworfen wird. Hierbei werden keine Ann über die Beziehungen der Albedo zur Form des beleuchteten Korpers ge noch über das Reflektionsgesetz. Die geometrische Albedo hängt nur v Lagenverhältnissen von Planet, Sonne und Mond ab und seinem photometr Verhältnis zur Sonne. Sie ist maßgebend, wenn man die Reflektionsverhä eines Planeten mit irdischen Substanzen vergleichen will.

Eine zweite Klasse Definitionen geben die sog. sphärischen Al Bei ihnen wird die Kugelgestalt des Planeten und eines der oben angefi Reflektionsgesetze in Rechnung gestellt. Insonderheit ist die sphärische A mit Anwendung des LAMBERTschen Gesetzes das Anderthalbfache der metrischen. Die sphärische Albedo, zusammen mit LOMMEL-SEELIGERS (ist oft angewandt worden, hat aber teilweise zu unmoglich hohen Werte spezifischen Albedo geführt. Letztere ist das Verhältnis vom auftreff und reflektierten Licht unter Annahme einer kleinen ebenen Fläche und rechter Inzidenz und Emanation.

Eine vierte Definition haben wir schließlich von BOND bzw. RUSSE halten als dem Verhältnis der gesamten von einer Kugel reflektierten menge zur gesamten auftreffenden Menge.

Die Helligkeit eines Planeten hängt erfahrungsgemäß vom Phasenw ab. Die wichtigste Beobachtungsreihe auf diesem Gebiete verdanken G. MÜLLER[1]). Es war ihm möglich, die Abhängigkeit von der Phase auf (der theoretischen Arbeiten SEELIGERS zu berechnen und zu prüfen, w der drei angeführten Reflektionsgesetze mit der Erfahrung am besten üb stimmt. Es zeigte sich, daß keines von ihnen voll befriedigte und daß insond bei einzelnen Planeten das LAMBERTsche Gesetz, bei anderen das LOMMEL-SEEL sche eine befriedigende Darstellung gibt. In neuerer Zeit hat SCHÖNBERG Probleme wieder aufgegriffen und wie folgt theoretisch weitergeführt: Er n an, daß das LAMBERTsche Gesetz den Laboratoriumserfahrungen entspräche sucht dann aus der Differenz von beobachteter und berechneter Phasenabhä keit Schlüsse zu ziehen auf die Kleinstruktur der Oberfläche. Näheres im nächsten Abschnitt.

Von großer Wichtigkeit für die Auffassung der Zustände auf den Pla sind in den letzten Jahren die bolometrischen Messungen auf verschie amerikanischen Sternwarten geworden (COBLENTZ, MENZEL, NICHOLSON, PE Mit hochempfindlichen Thermoelementen, verbunden mit verschiedenen Ab tionsfiltern (Glas, Wasserzelle usw.), haben sie die Gebiete der Warmestral der Planeten untersucht, so die Energieverteilung im Ultraroten ermittelt dadurch die Temperaturverhältnisse und -verteilung auf den Planetenoberflä zu bestimmen versucht.

[1]) G. MÜLLER, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Bd. 8. 1893

21. Die einzelnen Planeten. Wir beginnen mit Rücksicht auf das Spätere mit dem Erdmond. Die Helligkeit des Vollmondes reduziert auf seine mittlere Entfernung, ist nach RUSSELL $-12^m,55$, seine visuelle Albedo nach der BONDschen Definition dann 0,073, also außerordentlich niedrig, verglichen etwa mit den ZÖLLNERschen Werten für Schnee, 0,78, weißem Sandstein 0,24, feuchter Ackererde 0,079. Der Unterschied der hellsten zu den dunkelsten Oberflächenteilen beträgt nach den Arbeiten von ROSENBERG[1]) und GÖTZ[2]) nur etwas über eine Größenklasse. Sehr stark ist die Abhängigkeit von der Phase, die keinem der angeführten Beleuchtungsgesetze gerecht wird. Auf Grund sehr genauer flächenphotometrischer Messungen und ausgedehnter theoretischer Untersuchungen kommt SCHÖNBERG[3]) zu folgendem Schluß: Die Mondoberfläche ist dicht besät mit halbkugelförmigen Vertiefungen, wobei der zwischen denselben liegende Boden konvex nach oben gewölbt ist. Löchrige Lava entspricht am besten solcher Beschaffenheit. Auch überall dort, wo das Fernrohr keine Details mehr aufweist, ist sie von derselben Beschaffenheit im kleinen, wie sie im großen sich in den kraterreichen Gegenden darstellt. Als Nebenresultat ergibt sich die Erklärung der auffallenden hellen Strahlen in der Nähe einzelner Gebilde. Hier nimmt SCHÖNBERG das Vorhandensein von Löchern in einer dünnen Decke an, aus welchen das Licht nur bei kleinen Phasenwinkeln herausdringen kann, wenn der sichtbare Teil des Bodens beleuchtet ist. Die Bolometermessungen führten, soweit mir Berichte hierüber zugängig sind, zu dem erwarteten Resultat, daß nämlich die durch keine Atmosphäre geschützte Oberfläche im Laufe der 14tägigen Sonnenbestrahlung sehr hohe Temperaturen annimmt (bis etwa 200° C), um dann während der 14tägigen Nacht weit unter den Gefrierpunkt (−100° C) zu sinken.

Rein theoretisch ist übrigens DIETZIUS unter plausibelen Annahmen für die Verhältnisse der Mondoberfläche im wesentlichen auch zahlenmäßig zum gleichen Ergebnis gekommen[4]). Wie außerordentlich stark die Oberflächentemperatur von der Sonnenstrahlung abhängt, zeigten auch Bolometermessungen auf dem Mount Wilson während der Junimondfinsternis 1927. Eine bestimmte, dem Mondsüdpol nahe Stelle hatte vor und nach der Finsternis die gleiche Temperatur von etwa +80° C; bei Beginn der Finsternis sank sie rasch auf −100° C, um kurz vor Ende der Totalität einen Tiefstand von −120° C zu erreichen.

Der obengenannte niedrige Albedobetrag läßt sofort an dunkle vulkanische Gesteine, Magmen u. dergl. denken; auch dunkler Sand oder Lehm käme in Frage, doch zeigt die Untersuchung des Polarisationszustandes des Mondlichtes, daß nur ersteres, nicht aber Sand und Lehm in Frage kommen. Im Hinblick auf die in manchen Liebhaberkreisen beliebte, von allen Sachverständigen aber einhellig abgelehnte „Welteislehre" (Glazialkosmogonie) sei noch bemerkt, daß Eis weder hinsichtlich der photometrischen noch der Polarisationsuntersuchungen in Frage kommt.

Merkur. Dieser sonnennahe Planet ist an sich ein sehr helles Objekt, ein Stern um die erste Größe herum, und nur infolge der ungünstigen Sichtverhältnisse in Mitteleuropa mit freiem Auge nur selten wahrzunehmen, im Gegensatz zu den tropischen und subtropischen Erdteilen. Die kleine Scheibe läßt Details nicht erkennen, so daß alle Versuche, seine Rotationszeit zu bestimmen, bis heute fehlgeschlagen sind. Photometrische Beobachtungen liegen vor von SCHMIDT, MÜLLER, JOST und HOPMANN[5]), welche in guter Übereinstimmung eine dem

---

[1]) H. ROSENBERG, Astron. Nachr. Bd 214, S. 137 1921.
[2]) P. GÖTZ, Veröffentl. d. Sternw. Österberg-Tübingen Bd. 1. 1919.
[3]) J. SCHÖNBERG, Akt. f Soc. scient. Fenn Bd. 50, Nr. 9 1925.
[4]) R. DIETZIUS, Akad. d. Wiss. Wien. Sitzungsberichte IIa, Bd. 132, S. 193. 1923.
[5]) J. HOPMANN, Astron. Nachr. Bd. 218, S. 186. 1923, G. MÜLLER, Publ. Astrophys Obs. Potsdam Bd. 8. 1893.

Monde sehr ähnliche Phasenkurve ergeben, sowie fast die gleiche geringe Alb
Dies zwingt zu dem Schluß, daß seine Oberflächenverhältnisse ähnliche
wie die unseres Trabanten, insonderheit auch, daß er keine Atmosphäre bes

Messungen der Wärmestrahlung auf dem Mount Wilson im Jahre
in verschiedenen Spektralgebieten, insbesondere in den Streifen 1,3 bis 5,5, 8 b
und 11 bis 14 μ, ergaben als Temperatur eines Punktes der Planetenoberflä
über welchem die Sonne senkrecht steht, von etwa +340° C. Versuche,
Strahlung der unbeleuchteten Planetenteile zu messen, ergaben kaum n
weisbare Beträge, so daß die nicht beleuchteten Oberflächenteile äußerst nied
Temperaturen haben müssen[1]).

Venus ist, von Sonne und Mond abgesehen das hellste aller Gestirne. Ü
ihre Helligkeitsschwankungen sind wir vor allem durch die ausgedehnten
sorgfältigen Beobachtungen MÜLLERS in Potsdam unterrichtet[2]). Die na
stehende Tabelle auf Grund der Zusammenfassung des Gesamtmaterials z
die Abhängigkeit der beobachteten Helligkeit m von der Phase Φ, die verhält
mäßig gering ist, sowie die Phasenhelligkeit M selbst, d. h. die Helligkeit
Planeten nach Reduktion auf die mittleren Entfernung Erde-Sonne = 1 = Pla
Erde, und die mittlere Entfernung des Planeten von der Sonne = 0,723

Tabelle 15. Phasenkurve der Venus.

Φ	m	M
7°,66	−3,56	−4,76
15,59	−3,52	−4,64
32,13	−3,33	−4,26
47,95	−3,54	−4,18
66,57	−3,68	−3,73
89,27	−3,96	−3,21
117,50	−4,20	−2,42
147,29	−4,07	−1,60
156,38	−3,88	−1,33
167,45	−3,48	−0,84

Die entsprechende Kurve ist flacher
beim Mond und Merkur, spricht also
eine „glatte Oberfläche". Auch un
günstigen Verhältnissen sind bei dir
ter Beobachtung Oberflächeneinzelhei
kaum sichtbar, wohl geringe Anomal
an der Lichtgrenze, besonders an den H
nern. RUSSELL hat hieraus auf eine sta
Refraktion in der Venusathmosphäre
schlossen, etwa vom doppelten Betra
der irdischen. Andererseits haben si
vor allem auf Grund der Versuche V
LIGERS[3]) an Gipsmodellen, die auf älteren Zeichnungen gegebenen verwaschen
Flecken gutteils als Augentäuschungen herausgestellt, wodurch auf jeden Fall ei
Bestimmung der Rotationszeit des Planeten auf Grund der Fleckenbeobachtung
unmöglich wird. Mit BONDS Definition ergibt sich für die Albedo der sehr ho
Wert 0,57. Alles dies zwingt zu dem Schluß, daß der Planet von einer Atmosphä
umgeben ist. Diese These wurde früher verstärkt durch visuelle Spektralbeobac
tungen, die auf Sauerstoff- und Wasserstoffabsorptionsbanden hinwiesen. V
ARRHENIUS u. a. wurden daraufhin zum Teil arg voreilige Schlüsse gezogen in d
Art, daß der Planet vollständig ein heißes, feuchtes, tropisches Klima besitzen soll

Gründliche spektrographische Untersuchungen ST. JOHNS[4]) auf dem Mou
Wilson mit hoher Dispersion, bei Radialgeschwindigkeiten des Planeten solch
Größe, daß etwaige O- bzw. H_2O-Banden im Planetenspektrum von irdisch
getrennt sich zeigen mußten, ergaben keine Spuren beider. Es sind also d
uns zugänglichen Atmosphärenschichten des Planeten von ihnen frei. Üb
die Rotationszeit des Planeten wissen wir heute noch nichts Bestimmtes, n
scheint sie nach spektrographischen amerikanischen Messungen größer a
15 Tage zu sein, könnte möglicherweise wie beim Mond und aller Wahrscheinlich

[1]) Ann. Rep. Mount Wilson Obs. 1925, S. 103.
[2]) G. MÜLLER, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Bd. 8. 1893; Astron. Nachr. Bd. 22
S. 65. 1926.
[3]) W. VILLIGER, Neue Annalen d. Sternwarte in München Bd. III. 4. 1898.
[4]) ST. JOHNS, Astrophys. Journ. Bd 56, S. 380. 1922.

keit nach auch beim Merkur 225^d d. h. gleich seiner Umlaufszeit um die Sonne sein. Strahlungsmessungen in gleicher Art wie beim Merkur ausgeführt, ergaben als Temperatur der uns zugänglichen Oberflächenschichten —20 °C; die Temperaturverteilung war bis auf die Pole äußerst gleichmäßig, so daß sich heute folgende Anschauung über den Planeten herausgestellt hat. Wir beobachten lediglich eine von Sauerstoff und Wasserdampf freie Atmosphären- (Dunst-) Schicht, die uns nicht gestattet, an die eigentliche Oberfläche heranzukommen.

Mars. Die bekannten Hauptergebnisse visueller Beobachtungen seien zunächst kurz zusammengefaßt. Der Planet, etwa zweimal kleiner als die Erde, hat eine Rotationszeit von fast 24 Stunden. Seine Rotationsachse ist ähnlich wie die der Erde unter 65° gegen seine Bahn geneigt. Infolgedessen können wir den Ablauf der Jahreszeiten auf ihm an der Zu- und Abnahme der weißleuchtenden Polkappen beobachten. Die übrige Oberfläche zeigt zahlreiche Einzelheiten mit teils bräunlichen, teils bläulichen Tonungen. Die Deutlichkeit, mit der sie sichtbar sind, ist starkem Wechsel unterworfen, was auf atmosphärisch-meteorologische Vorgänge auf dem Planeten hindeutet. So war er in der zweiten Hälfte 1924 gegenüber früher fast auf seiner ganzen Oberfläche stark verschleiert. Die vielgerühmten Kanäle sind geradlinige Verbindungen markanter Ecken der Oberflächenkonfiguration. Erstmalig aufgefunden und benannt durch SCHIAPARELLI sind sie bis auf den heutigen Tag ein Gegenstand lebhafter Meinungsverschiedenheiten geblieben, wenngleich die Mehrzahl der sachverständigen Beobachter heute geneigt ist, in ihnen optische Täuschungen zu sehen. Jedenfalls ist beachtenswert, daß gerade in den größten Instrumenten öfters keine Spur von ihnen wahrzunehmen war. In welcher Weise eine unregelmäßig gebaute Oberfläche derartige Erscheinungen vortäuschen kann, hat vor allem nach der theoretischen wie experimentellen Seite hin KÜHL[1]) unter Heranziehung der Kontrasteigenschaften des Auges nachgewiesen.

Für die Realitität der Kanäle spricht wieder die Arbeit TRÜMPLERS[2]). Zahlreiche Aufnahmen im gelben Licht mit den großen Lickrefraktor zeigten so viele Einzelheiten auf dem Mars, daß sie gut vermessen eine vollständige Marskarte mit zahlreichen Kanälen ergaben. Jedenfalls ist die Frage noch unentschieden; auch lassen z. B. nach Ansicht des Referenten die der genannten Arbeit beigefügten Bilder nur mit großer Mühe die wichtigsten „Kanäle" erkennen. Sollten sie sich endgültig als reell herausstellen, so dürfte man mit TRÜMPLER weniger an Wasserläufe denken, als an Vegetationsgebiete, deren Ausdehnung und Sichtbarkeit mit der Marsjahreszeit sich ändert.

Mars hat eine niedrige Albedo. Die Phasenkurve führt auf ähnliche Werte wie bei Merkur und Mond. Die „Wolken" seiner Atmosphäre können also nur eine geringe Rolle spielen, in Übereinstimmung mit den gewöhnlichen Beobachtungen. Die Planetenscheibe zeigt einen merklichen Helligkeitsabfall zum Rande hin, der wiederum auf eine Atmosphäre hindeutet, aber noch nicht genauer untersucht ist, um ihren Extinktionskoeffizienten abzuleiten. Von besonderer Bedeutung sind weiter die Aufnahmen WRIGHTS auf der Licksternwarte mit verschiedenen Farbfiltern: Die violetten Aufnahmen zeigen verschwindend wenig Detail, die infraroten dagegen verstärkt die Einzelheiten des visuellen Bildes. Wir können hierin Anzeichen einer Zerstreuung des Lichts in der Marsatmosphäre, ähnlich den Verhältnissen bei uns, erblicken. Beachtenswert ist, daß die Polkappen im violetten Bilde nicht verschwinden, und ferner der Radius des Planeten alsdann größer als bei den gelben oder roten Bildern ist. In letzterem

[1]) A. KÜHL, Seeliger-Festschrift. Berlin: Julius Springer 1924, Vierteljschr. d. Astron Ges 1924, H. 4.

[2]) R. TRÜMPLER, Lick Obs. Bull. Nr. 387, 1927.

hatten wir einen Hinweis darauf zu erblicken, daß die violetten Strahl
nur ein Bild einer oberen Dunstschicht geben (ähnlich wie bei der Venu
Nichtverschwinden der Polflecke könnte vielleicht darauf hindeuten, dal
keine Gebilde der Oberfläche selbst, sondern Erscheinungen seiner Atmosphär

Die Strahlungsmessungen auf dem Mount Wilson, wie auf der Fla
sternwarte in Arizona, ergaben im wesentlichen folgendes[1]: $-70°$ C an d
lichen Polkappe, $-10°$ am Äquator nahe der Lichtgrenze, $+30°$ für S
an denen die Sonne im Zenit sich befindet. Ferner wurde die Temperat
teilung längs des Äquators gemessen; es ergab sich ein verhaltnismäßig
mäßiger Temperaturan- und -abstieg vom Morgen über den Mittag zum
auf dem Planeten, dementsprechend die Atmosphäre bei Mars eine wes
geringere Rolle in der Strahlungsverteilung als bei uns spielt. Alle diese Z
angaben haben nur relativen Wert; absolut genommen, sind sie noch je
den ihnen zugrunde liegenden Strahlungshypothesen um mindestens 10° l
unsicher; sie liegen demnach gerade an den kritischsten Stellen hinsic
des engeren Vergleichs mit den klimatischen Verhältnissen bei uns.

Während der günstigen Opposition 1924 haben ADAMS und ST.
mit großer Dispersion die Mengen an Wasserdampf und Sauerstoff in der
atmosphäre zu ermitteln versucht[2]). Der Anteil des Wasserdampfes erga
zu 6%, der des Sauerstoffes zu 16% gegenüber irdischen Verhältnissen
auch auf diesem Wege eine Bestatigung der obigen Ausführungen.

Die kleinen Planeten. Es seien hier nur in Kürze ihre Helligkei
hältnisse gekennzeichnet. Die spektrographischen Beobachtungen habe
zu erwarten, bisher zu nichts Besonderem geführt. Die Frage der Anor
der kleinen Planeten im Raume steht hier auch nicht zur Diskussion, ma
gleiche hierzu die vorzügliche Übersicht von STRACKE[3]). Die nächste
Tabelle kennzeichnet die wichtigsten photometrischen Daten für einig

Tabelle 16. Helligkeit und Durchmesser einiger kleiner Planeten.

Name	m	Δm	Durchmesser Merkur	Durchmesser Mars
Ceres	6,^{m}91	0,^{m}042	857	684
Pallas	7, 56	0, 042	662	529
Vesta	6, 01	0, 027	939	750
Juno	8, 46	0, 019	273	218
Eurydice . . .	12, 61	0, 030	63	50

ihnen. Sie enthält die mittlere Oppositionshelligkeit, die Helligkeitsänd
pro Grad Phase, ihren Durchmesser in km berechnet in der Voraussetzung,
ihre Albedo des Merkur bzw. der des Mars gleich sei. Dies erscheint statt
da sicher bei diesen kleinen Körpern ähnliche Oberflächenverhältnisse vorl
werden wie bei den genannten Planeten, insbesondere wird die Atmos
bei ihrer kleinen Masse keine Rolle spielen. Bei einigen der helleren Planet
liegen Angaben für direkte Durchmesserbestimmungen vor. Sie sind von gle
Größenordnung wie die photometrisch berechneten. Man wird also nicht
gehen, auch für die schwächeren und schwächsten dieser Himmelskörpe
gleiche Rechnung durchzuführen und gelangt dann bis zu Durchmessern
einigen wenigen Kilometern herunter. Der Annahme noch kleinerer dieser K
steht nichts im Wege, nur werden sie sich den Beobachtungen völlig entzieh

[1]) Siehe auch W. W. COBLENTZ in „Naturwissenschaften" 1927, S. 809.
[2]) W. S. ADAMS u. ST. JOHN, Astrophys. Journ. Bd. 63, S. 133. 1926.
[3]) G. STRACKE, Ergebn. d. exakt. Naturw. Bd. 4. Berlin: Julius Springer 1925.
[4]) Siehe hierzu auch A. CLOSE, Astron. Nachr. Bd. 231. S. 313. 1927.

Von besonderem Interesse ist noch der Planetoid Eros, nicht nur wegen seiner eigenartigen Bahnlage (in seinem Perihel ist er der Sonne näher als Mars, und dadurch hervorragend geeignet zur Bestimmung der Sonnenparallaxe), sondern auch wegen seiner Helligkeitsverhältnisse. Er erwies sich besonders um 1900 zeitweilig als stark veränderlich mit einer Periode von wenigen Stunden und einer Amplitude von 1 bis 2 Größenklassen. In anderen Oppositionen trat die gleiche Erscheinung nicht wieder auf, der Planet war oft auffallend schwach und zeigte nur geringe, kaum periodische Schwankungen. Von einer regelmäßigen Rotation kann bei ihm also keine Rede sein, auch sind die zuerst beobachteten Schwankungen zu stark, als daß sie bei unregelmäßigen Drehungen des Körpers durch starke Albedodifferenzen seiner Oberflächenteile erklärt werden könnte. Am wahrscheinlichsten ist wohl die Erklärung, daß kleinere oder größere Stellen quasi spiegelnd das Licht zurückwerfen. Es genügen dann geringe Drehungen oder Lagenänderungen, um die beobachteten Effekte hervorzurufen. Auch bei dem einen oder anderen der übrigen kleinen Planeten wurden ähnliche, wenn auch nicht so starke Erscheinungen wahrgenommen.

Die vier äußeren Planeten haben ihren physikalischen Verhältnissen nach außerordentlich starke Verwandtschaft, so daß das ihnen Gemeinsame zunächst besprochen sei. Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun haben alle nur eine geringe Dichte, soweit sie sich beobachten ließ eine nur nach Stunden zählende Rotationszeit trotz ihrer großen Durchmesser, und damit naturgemäß verbunden eine starke Abplattung. Ihre Albedos haben mittlere Werte, Phasenkoeffizienten ließen sich nur unsicher ermitteln, teils weil von der Erde aus gesehen die Phase immer nur wenige Grad erreichen kann, teils weil ständig an ihren Oberflächen starke Umänderungen vor sich gehen, die merkliche Helligkeitsschwankungen mit sich bringen. Das Spektrum der Planeten ist naturgemäß das der Sonne, nur treten bei allen neben Wasserdampfbanden in verschiedener Stärke noch solche bei 6180 und, wenigstens bei Uranus und Neptun, bei 5425 Å auf, deren Ursprung nicht bekannt ist.

Jupiter. Die Umdrehungsachse des Planeten steht nahe senkrecht zur Bahn. Auf der uns sichtbaren Oberfläche sind zahlreiche Einzelheiten wahrzunehmen, im allgemeinen Wolkenzüge, die sich mehr oder weniger rasch ändern, parallel seinem Äquator. Dementsprechend ergeben sich für die Partien verschiedener planetozentrischer Breite verschiedene Werte für die Umdrehungszeit (ähnlich wie bei der Sonne). Die Strahlungsmessungen auf dem Mount Wilson führten in bekannter Weise zu Oberflächentemperaturen von $-80°$ C, so daß wir auch hiernach im wesentlichen nur seine oberen Atmosphärenschichten beobachten können. Über die Natur des Planeten haben dann die Untersuchungen SCHÖNBERGS[1]) vor allem vielerlei Neues gebracht. Theoretisch wie durch Beobachtungen mit einem Spezialflächenphotometer ermittelte er die Intensitätsverteilung auf der Planetenscheibe und erhielt so vor allem den Transmissionskoeffizienten der Atmosphäre zu $p = 0{,}63$ gegenüber 0,83 bei der Erde. Weiter zeigte das Studium des Phasenkoeffizienten, daß bei maximaler Phase und großer Höhe kumulusartige Wolken wesentliche Schatteneffekte hervorbringen, die bei einer Ausbreitung über etwa $^1/_8$ der Oberfläche auch den Phasenkoeffizienten erklären können.

Nach allem kommen wir hier wie bei den übrigen Außenplaneten mit der Beobachtung nicht durch die jeweilige Atmosphäre zur eigentlichen Oberfläche. Welche Eigenschaften, vor allen Temperatur, diese hat, wissen wir nicht.

[1]) E. SCHÖNBERG, Photometrische Untersuchungen über Jupiter und das Saturnsystem. Helsingfors 1921.

Saturn besteht bekanntlich aus der stark abgeplatteten Planetenkugel und dem konzentrischen Ringsystem. Hinsichtlich der Kugel haben wir fast die gleichen Verhältnisse wie beim Jupiter, was Strahlungstemperatur, Transmissionskoeffizient usw. anlangt, nur zeigt die Oberfläche der Kugel keine besonderen Einzelheiten. Die Rotationszeit des Planeten ist teils aus schwachen, gelegentlichen Flecken, teils spektrographisch zu $10^1/_4$ Stunden ermittelt worden.

Dagegen ist das Ringsystem vom größten physikalischen Interesse. Nach vorangehenden anderweitigen Arbeiten konnte MAXWELL 1856 analytisch zeigen, daß ein solches Ringsystem nur dann stabil sein kann, wenn es aus zahllosen kleinen Körpern besteht, die sich im einzelnen im wesentlichen nach den KEPLERschen Gesetzen um den Planeten bewegen. Die Beobachtungen haben völlig diese Theorie bestätigt, und zwar einmal durch Messung der Radialgeschwindigkeiten der einzelnen Ringteile, sodann durch die Photometrie. Das Ringsystem behält naturgemäß im Raume eine feste Lage, so daß je nach der Stellung des Planeten zur Sonne diese den Ring bald von der einen, bald von der anderen Seite her beleuchtet unter Erhebungswinkeln über die Ringebene bis zu 28°. Infolgedessen wird auch von der Erde aus gesehen der Planet in Stellungen mit verhältnismäßig weit geöffnetem Ring heller erscheinen als bei verschwundenem Ring. Die analytische Lösung des hier vorliegenden Beleuchtungsproblems gab SEELIGER[1]). Er untersuchte die Gesamthelligkeit einer ringförmigen flachen Meteoritenwolke, die einmal nur an ihrer Kante und Oberfläche beleuchtet wird, wobei die tieferliegenden Schichten von den Außenteilen beschattet werden, während in anderen Phasen mit steigender Sonnenhöhe sich die Schattenwirkung vermindert. Erklärlicherweise wird in der Lösung des Problems als Unbekannte noch enthalten sein die Dichte des Ringes, d.h. das Volumenverhältnis der Meteoriten zum freien Raume. Die ausgedehnten Messungen MÜLLERS[2]) der wechselnden Gesamthelligkeit des Planeten konnten SEELIGERS Theorie bis auf geringe Reste bestätigen. SCHÖNBERG seinerseits fügte Beobachtungen der Flächenhelligkeit des Ringes im Verhältnis zu der der Kugel hinzu und erhielt u. a. in zusammenfassender Diskussion seiner und der MÜLLERschen Beobachtungen eine sehr große Massendichte, nämlich ein Zwölftel des Volumens[3]).

Unter diesen Umständen müssen in den Ringen häufige Zusammenstöße der einzelnen Körper stattfinden, womit eine Zertrümmerung oder Kleinmahlen des Ringmaterials verbunden sein muß, worauf SCHÖNBERG und schon vor ihm BELL hingewiesen haben. Wird die Ringmaterie schließlich zu feinstem Staub zermahlen, so können die SEELIGERschen Ableitungen nicht mehr angewandt werden. Vermutlich haben wir es aber mit einem Übergangsstadium zu tun. Wie BELL gezeigt hat, können wir uns das Ringsystem etwa wie folgt vorstellen. Es besteht aus einem sehr dünnen, nahezu ebenen Ring relativ dichter Masse mit mehreren ständigen Unterbrechungen, vor allem der sog. CASSINIschen Teilung. Diese werden, wie die Himmelsmechanik zeigt, durch die Störungseinflüsse des größten der Saturnmonde, Titan, sowie der übrigen auf die Ringmaterie hervorgerufen. Umgeben wird diese dichtere Materie von äußerst zartem Dunst bzw. Staub, der durch die Zusammenstöße im Ring selbst entsteht und auf den sich Betrachtungen hinsichtlich des Einflusses vom Strahlungsdruck der Planetenkugel nach SCHÖNBERG anwenden lassen.

Uranus. Die Scheibe dieses Planeten ist von der Erde aus gesehen zu klein, um mit Sicherheit Einzelheiten erkennen zu können, die eine Rotationszeit, Lage seiner Rotationsachse usw. ermitteln lassen. Da bei Jupiter und Saturn

[1]) H. SEELIGER, Abhandlgn. d. Münch. Akad. d. Wiss. 2. Kl. Bd. 18. 1893.
[2]) G. MÜLLER, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Bd. 8. 1893.
[3]) G. SCHÖNBERG, l. c. S. 74.

die Rotationsachse nahezu auf der mittleren Ebene der Trabantenbahnen senkrecht steht, kann man das gleiche bei Uranus annehmen. Es würde dann seine Achse nahezu in der Ebene der Planetenbahn um die Sonne liegen. Aus spektrographischen Beobachtungen hat LOWELL auf eine etwa 11stündige Rotationszeit geschlossen und PICKERING ist photometrisch zum gleichen, aber noch äußerst unsicheren Ergebnis gekommen.

Neptun. Hinsichtlich dieses bis heute äußersten Planeten des Sonnensystems gilt im großen und ganzen das gleiche wie vom Uranus. In neuester Zeit hat OEPIK[1]) in Dorpat photographisch-photometrisch die Rotationsdauer des Planeten zu ermitteln versucht. Er glaubt, eine Überlagerung zweier Perioden von 7,7067 und 7,8363 Stunden nachgewiesen zu haben. Nimmt man dies als richtig an, so müßte der Planet rasch wechselnde Flecken verschiedener Helligkeit auf seiner Oberfläche haben, die einen mehr in seinen äquatorialen Teilen, die anderen in höheren Breiten. Wie OEPIK zeigt, harmonieren seine Messungen mit denen von MÜLLER, BALDWIN, HALL u. a. Immerhin sind weitere Arbeiten hierzu dringend erwünscht.

Die Satelliten. Den Zielen dieses Kapitels entsprechend sollen in Kürze nur die astrophysikalischen Eigenschaften der Planetenmonde besprochen werden. Von ihnen bieten die des Mars, Uranus und Neptun nach dem heutigen Stande der Beobachtungen nicht viel Interessantes. Die beiden Marsmonde sind nur $14^m,5$ und haben nur 9 km Durchmesser, falls ihre Albedo entsprechend PICKERINGS Berechnung gleich der des Planeten selbst angenommen wird. Die beiden äußeren Uranusmonde 15^m hätten in ähnlicher Rechnungsart ca. 900 km Durchmesser, die beiden inneren sind noch lichtschwächer und also wohl kleiner. Auch der Neptunsmond gehört zu den nur in großen Fernrohren sichtbaren Objekten mit 14^m und 3600 km Durchmesser. Letzterer wäre also an Dimension unserem Erdmond etwa gleich. Ob die beiden äußeren Planeten noch weitere Monde besitzen, läßt sich vorab nicht entscheiden. Diese müßten dann klein und äußerst lichtschwach sein. Die eben gemachten Durchmesserangaben können naturgemäß nur die Größenordnung kennzeichnen, da zum mindesten bei den Monden des Jupiter und Saturn die Hypothese, ihre Albedo sei gleich der des zugehörigen Planeten, sich als nicht richtig erwiesen hat.

Die wesentlich helleren Monde von Jupiter und Saturn haben zur Beobachtung einer Reihe photometrischer Besonderheiten geführt. Jupiter hat 9 Monde, von denen 4 bekanntlich 1608 von GALILEI entdeckt wurden. In nachstehender Tabelle sind eine Reihe sie charakterisierender Werte gegeben:

Tabelle 17.

Mond	Umlaufszeit	Helligkeit		Durchmesser	
		visuell	photographisch	Bogensekunden	km
I	$1^d,769$	$5^m,1 - 5^m,9$	$5^m,8 - 7^m,2$	$0'',90$	3400
II	3 ,551	5 ,1 − 6 ,1	5 ,5 − 6 ,6	0 ,80	3000
III	7 ,155	4 ,6 − 5 ,4	4 ,9 − 6 ,0	1 ,40	5300
IV	16 ,689	6 ,0 − 6 ,6	6 ,0 − 7 ,4	1 ,34	5000
V	0 ,498	13			
VI	251	14			
VII	260	16			
VIII	739	17			
IX	804	18			

Die vier alten Monde sind so hell, daß sie mit freiem Auge sichtbar wären, wenn nicht das Licht des Planeten sie überstrahlte. Wie die Tabelle zeigt, sind

[1]) E. OEPIK, Publ. Obs. Astr. Tartu (Dorpat) Bd. 25, Nr. 7. 1924.

sie visuell wie photographisch stark veränderlich, und zwar nach den Beobachtungen GUTHNICKS u. a., sowie SCHÜTTES[1]) in äußerst unregelmäßiger Weise. Die Durchmesser sind teils mikrometrisch bestimmt, teils von MICHELSON mit einem kleinen Interferometer, teils photometrisch aus dem Verlauf ihrer Helligkeitskurve, wenn einer der Monde in den Schatten Jupiters tritt[2]). Die Ergebnisse aller drei Methoden harmonieren recht gut. In der Tabelle sind die photometrischen Daten gegeben mit den entsprechend berechneten linearen Werten. Alle vier Monde sind demnach von etwa gleicher Größe bzw. etwas größer als unser Erdmond. Aus den Mittelwerten der Helligkeiten und den angegebenen Durchmessern haben GUTHNICK und SCHÜTTE Albedowerte berechnet. Bei I und II sind diese recht hoch, gleich oder noch größer als die der Venus, bei III haben wir einen mittleren Wert, bei IV einen verhältnismäßig niedrigeren. Neben dem Lichtwechsel von Umlauf zu Umlauf des Mondes weisen diese noch wechselnde Helligkeiten in verschiedenen Jahren auf. Die den wechselnden Helligkeiten entsprechenden Albedowerte schwanken natürlich auch äußerst stark hin und her und gehen theoretisch bis über die Einheit hinaus.

In jüngster Zeit hat nun J. STEBBINS[3]) photoelektrische Helligkeitsbestimmungen gleicher Art veröffentlicht, die eine wesentlich geringere Amplitude und einen glatten Verlauf der Intensitätsschwankungen bei den 4 Jupitermonden aufweisen. GUTHNICK[4]) hat diese und die oben genannten Reihen einer erneuten, zusammenfassenden Kritik unterzogen, deren Ergebenis er wie folgt zusammenfaßt: die Unterschiede in den verschiedenen Arbeiten rühren sehr wahrscheinlich im wesentlichen von der Verschiedenheit der Spektralgebiete (lichtelektrisch, photographisch einerseits, visuell andererseits) her, und sind analog den Marsverhältnissen erklärbar durch die Annahme merklicher, die kurzen Wellenlängen stark zerstreuender Atmosphären der Satelliten.

Es ist naheliegend, daß diese vier großen Monde in ihren Bewegungen sich wechselseitig stark beeinflussen, so daß ihre Theorie ein besonders interessantes Kapitel der Himmelsmechanik darstellt. Insonderheit ist es gelungen, hieraus die Massen der Monde relativ zu der des Jupiter zu bestimmen, die sämtlich unter $^1/_{10000}$ liegen. Mit obigen Durchmessern erhält man ferner die mittleren Dichten dieser Gestirne, die relativ zur Dichte des Wassers sich zwischen 0,6 und 0,2 bewegen. Alles in allem sind also diese „medizeischen Gestirne" wesentlich von unserem Erdmond verschieden, dessen Masse $^1/_{81}$ der Erdmasse beträgt bei einer mittleren Dichte von etwa 3 bis 4.

Der fünfte Mond, erst 1892 entdeckt, hat einen theoretisch berechneten Durchmesser von nur 160 km, die vier äußeren Trabanten sind erst im ersten Jahrzehnt dieses Jahrhunderts zumeist photographisch beobachtet worden, über ihr photometrisches Verhalten ist weiter nichts bekannt.

Die wichtigsten Daten bezüglich der Saturnmonde vereinigt nachstehende Tabelle:

Tabelle 19.

Mond	Umlaufszeit	Mittlere visuelle Helligkeit	Mond	Umlaufszeit	Mittlere visuelle Helligkeit
Mimas	$0^d,942$	$12^m,07$	Titan	$15^d,95$	$8^m,58$
Enceladus	1 ,370	11 ,56	Themis	20 ,85	18
Tethys	1 ,888	10 ,47	Hyperion	21 ,28	12 ,96
Dione	2 ,737	10 ,73	Japetus	79 ,33	11 ,03
Rhea	4 ,517	9 ,97	Phoebe	550 ,47	16

[1]) P. GUTHNICK u. K. SCHÜTTE, Astron. Nachr. Bd. 218, S. 273. 1923.
[2]) R. A. SAMPSON, Ann. Harv. Coll. Obs. Bd. 52. 1907.
[3]) J. STEBBINS, Lick Obs. Bull. Nr. 385. 1927.
[4]) P. GUTHNICK, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wissensch. Berlin. 1927.

Von diesen Monden zeigen ähnlichen Lichtwechsel wie die Jupitermonde Thetys, Dione und Rhea. Besonders interessant aber ist Japetus mit $1,8^m$ Amplitude des Lichtwechsels. Wie schon CASSINI im 17. Jahrhundert bemerkte, ist dieser Mond in seinen westlichen Elongationen stets am hellsten, in den östlichen am schwächsten. Die meisten Autoren haben hieraus auf eine Gleichheit von Umdrehungs- und Umlaufzeit geschlossen, allerdings führt dann die starke Amplitude auf außerordentlich große Unterschiede in den Albedos seiner uns jeweils zugekehrten Oberflächenteile, so daß man mit GUTHNICK auch an irgendwelche meteorologischen Vorgänge denken könnte. Aus der Theorie ihrer Bahnbewegungen hat H. STRUVE die Massen relativ zur Saturnmasse ermittelt. Danach hat Titan etwa $^1/_{50000}$, die übrigen im Durchschnitt nur $^1/_{1000000}$. Nach mikrometrischen Messungen hat Titan 0,63″ Durchmesser bzw. 4400 km; für seine Albedo ergibt sich dann ein recht hoher Wert ähnlich dem der Venus. Über die Durchmesser der übrigen Monde wissen wir nichts, desgleichen nichts über ihre Albedos. Die gelegentlich in der Literatur hierüber gemachten Angaben haben nur äußerst fraglichen Wert.

d) Kosmische Kleinkörper.

22. Die Kometen. Nach unseren heutigen Kenntnissen sind die Bahnen sämtlicher Kometen ursprünglich langgestreckte Ellipsen, die durch die Störungseinflüsse der großen Planeten teils in parabelartige Hyperbeln, teils in Ellipsen geringerer Exzentrizität verwandelt wurden. Dementsprechend gehören die Kometen ihrem Ursprunge nach mit zum Sonnensystem, zu dessen Zentrum sie allerdings nur in sehr langen Zwischenräumen gelangen.

Über die Gesetzmäßigkeiten der Kometenhelligkeiten ist bis heute noch wenig bekannt. Ihr plötzliches Auftreten und Verschwinden verhinderte, abgesehen von einigen besonders hellen Objekten, systematische Untersuchungen. Die Helligkeitsangaben beruhen fast ausschließlich auf Schätzungen bei stark wechselnden optischen Hilfsmitteln. Bekanntlich besteht ein Komet normalerweise aus einem sternartigen Kern, einer ihn umgebenden Hülle von etwa paraboloidischer Form, der Koma, und einem oder mehreren Schweifen verschiedensten Aussehens und verschiedenster Dimension. In Sonnenferne ist ein Komet kaum von einem Fixstern zu unterscheiden bzw. nur ein kleines, rundes, verwaschenes Gestirn; mit Annäherung an die Sonne tritt eine starke Helligkeitszunahme ein, verbunden mit der Schweifentwicklung. Einige Zeit nach dem Durchgang durch das Perihel beginnt dann der umgekehrte Vorgang. Je nachdem, ob die Helligkeitsschätzung mit starker oder schwacher Vergrößerung angestellt wird, beziehen sich die Angaben nur auf den Kern oder auf die Gesamterscheinung des Kometen. Im ersten Falle, also bei nahe punktförmigen Objekten, hat sich ergeben, daß die Helligkeit den Quadraten der Entfernung des Kometen von der Sonne und der Erde entsprechend sich ändert, daß also der Kern im Wesentlichen Sonnenlicht zurückstrahlt, während bei den schwachen Vergrößerungen Flächenhelligkeiten geschätzt werden, die anderen Gesetzen gehorchen. Photographische Aufnahmen zeigen zuweilen ein außerordentlich reiches Detail in den Kometenschweifen, wobei sich in einzelnen Fällen Licht- oder Gasausbrüche verfolgen ließen, die vom Kern ausgehend mit mehr oder weniger hoher Geschwindigkeit sich durch den Schweif bewegten.

Die Gesamthelligkeit eines periodischen Kometen scheint im Laufe der Zeit abzunehmen, wie denn überhaupt diese Himmelskörper einem starken Zerfallsprozeß ständig und besonders in Sonnennähe unterworfen zu sein scheinen (siehe den nächsten Abschnitt). Dies gilt insbesondere von den nach ihren Berechnern HALLEY und ENCKE benannten Kometen, dann z. B. auch von dem

BIELAschen und dem einen oder anderen, bei dem Aufspaltungen seiner Materie in zwei und mehrere Körper direkt beobachtet worden sind.

Im Spektrum der Kometen, dessen Enträtselung lange Zeit in Anspruch genommen hat, dominiert das Kohlenmonooxyd. Ist dieses unter verhältnismäßig hohem Druck, so sendet es eine Reihe charakteristischer Banden aus (fünf im visuellen Gebiet), die auch das Swanspektrum des Bunsenbrenners genannt werden. Bei niedrigen Drucken treten aber eng benachbart andere Liniengruppen auf; im einzelnen Kometenspektrum sind aber all diese Gruppen mit wechselnder Intensität gemischt vertreten. Neben Kohlenmonooxyd sind noch die Banden des Zyan und die D-Linien des Natriums beobachtet worden. Ferner sendet der Kern bei hellen Objekten noch ein kontinuierliches Spektrum aus, eben das des reflektierten Sonnenlichtes.

An neuesten Arbeiten zu diesem Thema seien die von BOBRONIKOFF[1]) und BALDET[2]) erwähnt. Ersterer untersuchte von PARKHURST erhaltene Objektivprismenaufnahme des 1910 wiedererschienenen HALLEYschen Kometen. Beachtenswert ist besonders die Untersuchung der Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum des Kerns. In großer Sonnenferne leuchtet danach dieser in „violettem" Lichte (Fluoreszenserscheinung?), in Sonnennähe herrscht dagegen das normale reflektierte Sonnenlicht vor. — Auch BALDETs Arbeit beruht auf Objektivprismenaufnahmen verschiedener heller Kometen, verbunden mit längeren Laboratoriumsstudien. Vor allem gelang ihm hier eine exakte Reproduktion des Kometen*schweif*spektrums durch Elektronenbombardement in einer Glühkathodenröhre gefüllt mit Kohlenoxydgasen *ohne* Beimengung von Argon, Helium und dergl., wie es früher u. a. FOWLER[3]) getan hatte. Es entstand dann das sog. 3. negative Bandenspektrum der Kohle, das auch seinen Termverhältnissen nach untersucht wurde.

Die Masse der Kometen ließ sich bisher nicht ermitteln. Sie muß nach vorliegenden Versuchen ganz außerordentlich gering sein. Bei der starken räumlichen Ausdehnung dieser Objekte müssen diese dann eine ungeheuer geringe mittlere Dichte haben.

Von den Theorien zur Erklärung der Kometenerscheinungen hat sich heute allgemein die BREDICHINsche durchgesetzt mit einigen Modifikationen durch ARRHENIUS, SCHWARZSCHILD u. a. Nach BREDICHIN strömen aus dem Kopf eines Kometen materielle Teilchen aus, die von einer von der Sonne ausgehenden Repulsivkraft zurückgetrieben werden. BREDICHIN unterscheidet ferner drei Schweiftypen folgender Art. Wird die Anziehungskraft der Sonne im fraglichen Ort der Kometenbahn zur Einheit genommen, so ist bei Schweifen des ersten Typus die Repulsivkraft = 18, die Teilchen bilden einen fast gradlinigen dünnen, selten hellen Schweif. Beim zweiten Typus ist im Mittel die Repulsivkraft 1,1, infolgedessen die Schweife stärker gekrümmte Formen aufweisen. Beim dritten Typus haben wir nur 0,2 rückstoßende Kraft, so daß nur kurze und schwache Schweife entstehen können. Zur Erklärung der Repulsivkraft haben ZÖLLNER, BREDICHIN u. a. eine Abstoßung der Teilchen von der elektrisch geladenen Sonne angenommen, während zuerst ARRHENIUS und später andere auf den Strahlungsdruck hingewiesen haben. Da die Teilchen zu seiner maximalen Auswirkung etwa $^1/_3$ der Wellenlänge groß sein müssen, kann es sich bei den Kometenschweifen dann nicht um einzelne Gasatome, sondern um größere Gasatomkomplexe nur handeln. Im einzelnen leistet die mit Rücksicht auf den Strahlungsdruck modifizierte Theorie zur Erklärung der Schweifformen sehr

[1]) N. T. BOBROWNIKOFF, Astrophys. Journ. Bd. 66. S. 145. 1927.
[2]) F. BALDET, Ann. de l'Obs. astrophys. de Paris Bd. 7, 1926.
[3]) A. FOWLER, Month. Not. Bd. 70. S. 176 u. 484. 1909.

viel, schematisiert aber andererseits wieder die Verhältnisse zu stark. Im Einzelfall sind dann Hilfshypothesen zur Erklärung nötig, wie es denn bei dem starken Wechsel der kometarischen Erscheinungen kaum möglich sein dürfte, eine völlig geschlossene einfache Theorie zu geben.

23. Die Meteore[1]). Neuerem Sprachgebrauch folgend nennen wir Meteore alle die relativ kleinen Massen, die die Bahn der Erde kreuzen, in ihre Atmosphäre dringen und dort durch Aufleuchten sichtbar werden. Die kleinen und mittleren unter ihnen heißen Sternschnuppen bzw. Feuerkugeln, die größeren Meteorite. Bis zum Ende des 18. Jahrhunderts herrschte ausschließlich über diese Erscheinungen die Ansicht, daß wir es mit Dingen terrestrischen Ursprungs zu tun haben. Erst um die Wende des 19. Jahrhunderts konnten zunächst CLADNI sowie BENZENBERG und BRANDES den kosmischen Ursprung der Meteore nachweisen, vor allem durch Ermittlung der Höhe ihres Aufleuchtens (Größenordnung etwa 100 km über der Erdoberfläche). Die Theorie der Meteore, besonders ihre Bahnbestimmung, wurde nahezu gleichzeitig und unabhängig um 1864 von NEWTON in Amerika, sowie SCHIAPARELLI in Mailand wesentlich gefördert. Einzelheiten hierüber fallen aus dem Rahmen der hier gebotenen kurzen Darstellung.

Unter den Meteoren gibt es gewisse Gruppen von Sternschnuppen, die alljährlich an bestimmten Tagen besonders häufig auftreten mit offensichtlich gemeinsamem Ursprung, d. h. ihre rückwärts verlängerten scheinbaren Bahnen weisen auf einen bestimmten Fluchtpunkt an der Sphäre. Für einige, und zwar die deutlichsten dieser Sternschnuppenströme (Perseiden Mitte August, Leoniden Mitte November usw.), war es möglich, Bahnen zu berechnen, d. h. weniger die des einzelnen Meteors in der Luft, die räumlich von einer Geraden kaum abweicht, als vielmehr die im Raume. Die Bahnelemente erwiesen sich dabei als überraschend gleichartig mit denen bestimmter periodischer Kometen, z. B. die Perseiden mit denen des Kometen 1862 III, die Leoniden mit denen des Kometen 1866 I. In derartigen Fällen erscheint es heute so gut wie sicher, daß die Meteore Zerfallsprodukte der Kometen sind, die ihre Materie längs der elliptischen Bahn zerstreuen.

Neben den sechs derart gesicherten Fällen sind eine große Zahl weiterer Radianten festgelegt worden, als Fluchtpunkte scheinbar zusammengehöriger Meteore. Nach den neuesten Arbeiten HOFFMEISTERS[2]), eines der besten Kenner des Gebietes, liegen hier viele Übertreibungen vor. Er weist ferner darauf hin, daß die Beobachtungen der Feuerkugeln und Meteorite, also der Erscheinungen mit individuell studierter Bahn häufig auf hyperbolische Bahnen um die Sonne hinweisen, daß demnach der Ursprung dieser Erscheinungen im Gegensatz zu den in elliptischer Bahn laufenden Perseiden usw. außerhalb des Sonnensystems liegt. Wir wären dann zu der Annahme gezwungen, daß in solchen Fällen, d. h. vielleicht in der Mehrzahl der Erscheinungen, im Raume zahlreiche kleinste Materiemengen, äußerst dünn verteilt, sich mit nach dem Zufall verteilter Bewegung aufhalten (schätzungsweise kommt auf 1 cm^3 Materie etwa 10^{25} cm^3 leeren Raums).

Die Masse der Meteore ist meist zu klein, als daß wir sie an der Erdoberfläche untersuchen könnten. Die Geschwindigkeiten bei ihrem Eindringen in die Luft liegen zwischen 10 und 100 km/sec. Dabei findet ein starker Energieumsatz statt. Die kinetische Energie des Meteors geht zum Teil in Reibung, zum Teil in Kompression an die umgebende Luft, wobei diese wohl auch noch etwas mitgerissen wird. Alles dieses verursacht eine starke Temperaturerhöhung des Meteors und seiner Umgebung, d. h. ein Aufleuchten der Materie selbst, sowie

[1]) Eine neue Monographie gibt: E. P. OLIVIER, Meteors. Baltimore 1925.

[2]) C. HOFFMEISTER, Ergänzungshefte der Astron. Nachr. Bd. 4, H. 5. 1922.

vor allem bei großen Meteoriten und Feuerkugeln auch ein Leuchtendwerden der Atmosphäre, und zwar bis zu mehreren 100 m Abstand seitlich des festen Körpers. Von der Schwierigkeit derartiger Beobachtungen abgesehen, können wir nach allem von spektral-analytischen Messungen nicht viel erwarten. Soweit Untersuchungen vorliegen, ist ein kontinuierliches Spektrum mit gelegentlichen Emissionslinien festgestellt worden. Die Luftkompression wird sich als Geräusch, Knall auswirken, der erfahrungsgemäß bei großen Meteoren über 100 km weit hörbar ist. Kennzeichnend ist ferner bei all diesen Erscheinungen das plötzliche Erlöschen, in dem Augenblick nämlich, wenn die Meteormasse verbrannt ist oder bei größeren zuweilen explodiert, womit sich der Körper dann in eine Reihe einzelner auflöst, die in getrennter Bahn mit meist geringerer Geschwindigkeit sich weiterbewegen. Die erhitzte Luft ist häufig bei kleinen wie großen Erscheinungen noch für Sekunden, ja bis in die Minuten hinein sichtbar und verändert, wohl infolge von Luftströmungen, dann rasch ihre Form. Bei großen Erscheinungen fällt dann der Rest der nicht verbrannten Materie als Meteorsteine herunter.

Letztere sind naturgemäß eingehend chemisch untersucht worden, und die Mineralogie hat eine ganze Reihe Typen aufgestellt. Im wesentlichen kann man zwei Hauptgruppen unterscheiden: Eisen und Silikatmeteorite, mit zahlreichen Zwischenstufen und verschiedenen Mineralien, die zum Teil nicht auf der Erde bekannt sind. Nach NEWCOMB-ENGELMANN[1]) enthalten die Meteorsteine hauptsächlich die Mineralien Augit, Bronzit, Enstatit, Olivin, Anorthit, Leucit, manchmal kleine Mengen von gediegenem Eisen und Magnetkies, selten amorphe Kohle und Diamant. Die Mesosiderite bestehen aus einem Eisennetz, in welchem Olivin und Bronzit mit wechselnden Mengen von Plagioklas und Augit die Maschen füllen, sie bilden also einen Übergang zu den eigentlichen Meteoreisen, ebenso wie die Pallasite. Letztere bestehen aus einem fest zusammenhängenden Eisengerippe mit Körnern von Olivin oder Bronzit, das Eisen überwiegt aber schon die anderen Mineralien. Die Meteoreisen endlich setzen sich ganz aus Eisen, den Legierungen des Eisens mit Nickel, Kobald und Chrom und anderen Eisenverbindungen (FeC, Fe_3P, FeS, Fe_3C und SiC) zusammen. Ätzt man einen Eisenmeteoriten mit Säure, so zeigen sich an ihm charakteristische sog. WIEDMANNSTÄDTsche Figuren, welche, wie BENEDIKTS nachgewiesen hat, unter gewissen Temperaturbedingungen sich auch bei irdischen Eisenlegierungen bilden können, so daß sie nur noch bedingt ein Charakteristikum der Meteoreisen sind.

24. Das Zodiakallicht ist eine matte kegelförmige Lichterscheinung nach Sonnenuntergang im Westen, vor Sonnenaufgang im Osten. Seine Symmetrieachse liegt in oder nahe der Ekliptik. Je nach deren wechselnder Stellung zum Horizont ist es in unseren Breiten, im Frühjahr abends, im Herbst morgens gut sichtbar, dagegen in den Tropen ständig. Seine Natur ist noch wenig aufgeklärt. Die genauesten Intensitätsmessungen mit einem visuellen Flächenphotometer verdanken wir VAN RHIJN[2]), der einen ständigen Zodiakallichtschimmer am ganzen Himmel nachgewiesen hat. Die hellste Stelle ist wahrscheinlich noch etwas heller als die intensivste der Milchstraße. Um den Gegenpunkt der Sonne ist eine geringe weitere Aufhellung des Himmelsgrundes, der sog. Gegenschein, bei sehr guten Beobachtungsbedingungen wahrzunehmen. Beobachtungen der wechselnden Sichtbarkeit des Zodiakallichtes am gleichen Orte unter gleichen Bedingungen deuten darauf hin, daß seine Gesamtintensität variabel ist. Nach den Beobachtungen von FATH gleicht sein Spektrum dem

[1]) NEWCOMB-ENGELMANN, Populäre Astronomie. 7. Aufl. S. 510. 1922.
[2]) P. J. van RHIJN, Publ. Astr. Labor. Groningen Nr. 31. 1921.

der Sonne, auch geringe Polarisationserscheinungen weisen darauf hin, daß wir es bei dem ganzen nur mit reflektiertem Sonnenlicht zu tun haben. Emissionslinien, insbesondere die Nordlichtlinie, sind im Gegensatz zu früheren visuellen Beobachtungen von FATH nicht ermittelt worden. Insonderheit wird die Nordlichtlinie wohl auf die kontinuierlichen Nordlichterscheinungen zurückzuführen sein, die sich jederzeit, selbst in den geringen Breiten des Mount Wilson Observatory, haben nachweisen lassen.

Eine endgültige Erklärung des Zodiakallichtes steht noch aus. Nach der einen Theorie handelt es sich um einen Staubring um die Erde, ähnlich dem des Saturns oder um äußerste Schichten einer dann allerdings stark abgeplatteten Erdatmosphäre, die in über 10000 km Höhe hinaufreicht. Von astronomischer Seite werden diese Ansichten für wenig wahrscheinlich gehalten, da die allerdings dürftigen, hierhergehörigen Beobachtungen nicht auf eine in solchem Falle zu erwartende Parallaxe hindeuten und ferner als Symmetrieebene dann der Erdäquator zu erwarten gewesen wäre. Die andere Theorie hält das Zodiakallicht für eine äußerste, sehr flache Atmosphäre der Sonne, die sich mit Rücksicht auf den Gegenschein bis etwas über die Erdbahn hinaus erstreckt. Insonderheit hat SEELIGER[1]) theoretisch die zu erwartende Intensitätsverteilung auf Grund dieser Hypothese untersucht.

---

[1]) H. SEELIGER, Abhandlgn. d. Münch. Akad. d. Wiss. 2. Kl. Bd. 31, S. 265. 1901.

Kapitel 7.

Die Glimmentladung.

Von

R. FRERICHS, Charlottenburg.

Mit 22 Abbildungen.

I. Allgemeines.

1. Übersicht. Aus der Fülle der elektrischen Entladungserscheinungen in Gasen sollen im folgenden Kapitel die Leuchtvorgänge in der Glimmentladung unter besonderer Berücksichtigung der spektroskopischen Seite ihrer Anwendung als Lichtquelle besprochen werden. Bei einer derartigen Abgrenzung des Gebietes läßt es sich naturgemäß nicht vermeiden, daß eine Reihe von Fragen nur gestreift werden, die in anderen Kapiteln des Handbuches eine eingehendere Darstellung erfahren. Dies betrifft insbesondere die verwandten Entladungserscheinungen, den Lichtbogen und die Funkenentladung, die vielfach in Übergangsformen in das hier behandelte Gebiet hinübergreifen. Ferner wird die ebenfalls an anderer Stelle (ds. Handb. Bd. XIV) ausführlich behandelte Theorie der Entladungen und der Ionenvorgänge in ihnen nur soweit herangezogen, wie sie zum Verständnis des auch heute noch recht unvollständig geklärten Leuchtvorganges in der Glimmentladung beiträgt.

Ein Teil der hier behandelten Erscheinungen nimmt eine bedeutende Stellung in der modernen Lichttechnik ein. Von einer Berücksichtigung lichttechnischer Gesichtspunkte ist indessen hier gänzlich abgesehen worden, zumal diese in dem vorliegenden Band von anderer Seite umfassend dargestellt sind.

Obwohl dieses Kapitel vorwiegend die spektroskopische Seite der Glimmentladung behandeln soll, ist es schließlich doch nicht möglich, auf Einzelheiten, insbesondere die spektroskopischen Begriffe und Bezeichnungen näher einzugehen. Für diese sei daher ein für allemal auf die betreffenden Kapitel der Bände XXI und XXIII ds. Handb. verwiesen.

Die selbständigen Gasentladungen lassen sich einteilen nach dem Ladungszustand im Entladungsraum und nach den Vorgängen an der Kathode. Die hier behandelte Glimmentladung wird einerseits charakterisiert durch die Raumladung gegenüber den Oberflächenentladungsformen, wie sie etwa in der Koronaentladung oder dem Glimmen der Leitungen hochgespannter Ströme vorliegen. Ein zweites wesentliches Charakteristikum bilden die Vorgänge an der Kathode. Im Gegensatz zu den verschiedenen Formen der Bogen- und Funkenentladung braucht bei der Glimmentladung die Kathode nicht zu glühen und zu verdampfen, um auf diese Weise die notwendigen Entladungsträger, Ionen und

Elektronen, zu liefern. Quecksilberdampflampen und ähnliche Lichtquellen gehören demnach zum Gebiet der Bogenentladungen und werden im vorliegenden Kapitel nicht behandelt. Die Entladungsform der künstlich zum Glühen erhitzten Kathode wird dagegen erwähnt, da diese in ihrem sonstigen Verhalten vielfach in nahen Beziehungen zur Glimmentladung steht.

Die Einteilung des vorliegenden Kapitels ist so gehalten, daß nach einigen einleitenden Bemerkungen, u. a. über die Beobachtungstechnik bei der Untersuchung der optischen Vorgänge in der Glimmentladung, in Abschnitt II die Glimmentladung in ihren verschiedenen Formen als Lichtquelle besprochen wird. Dieser Abschnitt selbst zerfällt in die Unterabteilungen: a. die positive Säule α) bei unvermindertem, β) bei vermindertem Kathodenfall, γ) in besonderen Formen; b. das negative Glimmlicht und c. Kanalstrahlen. Abschnitt III behandelt dann die Eigenschaften der Emission der Glimmentladung: a. Ionenvorgänge, Anregung und Verteilung der Emission in der Glimmentladung und b. Veränderung der Emission durch äußere Einflüsse.

2. Die allgemeine Form der Glimmentladung. Bei langsamer Verdünnung eines Gases in einer zylindrischen Entladungsröhre, an deren Elektroden eine

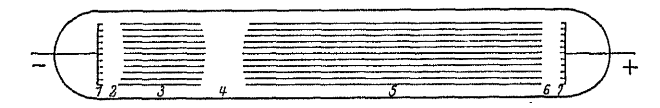


Abb. 1. Glimmentladung in einer zylindrischen Entladungsröhre schematisch dargestellt.

hinreichend hohe Spannung liegt, beobachtet man zunächst ($p \sim 100$ mm) Gleitfunken und Büschelentladungen, bis mit sinkendem Druck die eigentliche Glimmentladung einsetzt, die im wesentlichen durch drei typische Leuchterscheinungen charakterisiert ist (Abb. 1):

die positive Säule in der Entladungsbahn (5),
das negative Glimmlicht an der Kathode (3),
das positive Glimmlicht an der Anode (7).

Sinkt der Druck weiter ($p \sim 1$ bis 2 mm), so dehnt sich die positive Säule, meist unter Schichtbildung, bis zur Glaswand aus, die Glimmlichterscheinungen wachsen und es bildet sich:

an der Kathode: die erste Kathodenschicht (1),
zwischen Kathode und Glimmlicht: der HITTORFsche oder CROOKEsche Dunkelraum (2),
zwischen Glimmlicht und Säule: der FARADAYsche Dunkelraum (4).

Außerdem kann unter Umständen ebenfalls an der Anode ein anodischer Dunkelraum auftreten (6).

Bei hinreichend niedrigem Druck ($p \sim 0{,}002$ mm) erreichen schließlich HITTORFscher Dunkelraum und Glimmlicht die Glaswand, erregen dort infolge der auftreffenden Kathodenstrahlen Fluoreszenz und bei weiterer Druckabnahme hört der Existenzbereich der selbständigen Glimmentladung auf. Im allgemeinen können auf die beiden Grunderscheinungen: positive Säule und negatives Glimmlicht alle die vielfach auftretenden komplizierten Gebilde der Schichten, Doppelschichten und mehrfachen Glimmlichter zurückgeführt werden und diese Einteilung soll daher hier bei der Besprechung der Leuchtvorgänge zugrunde gelegt werden. Das anodische Glimmlicht dagegen bietet in diesem Zusammenhang wenig Interesse, zumal es meist lichtschwach und wenig ausgeprägt auftritt und im übrigen seine Emission mit derjenigen der positiven Säule identisch ist.

II. Anwendung als Lichtquelle.

3. Beobachtungstechnik. Die Beobachtung und Anwendung der Glimmentladung in verdünnten Gasen erfordert eine große Anzahl von speziellen Kunstgriffen und Fertigkeiten. Auf die Einzelheiten der Vakuumtechnik[1]) kann hier nicht eingegangen werden, es seien darum nur einige allgemeine Gesichtspunkte für die Benutzung von Entladungsröhren hervorgehoben.

Neben den gewöhnlichen Thüringer Glassorten werden zur Anfertigung der Entladungsgefäße neuerdings mehr und mehr schwerschmelzende Gläser bevorzugt, insbesondere Jenaer Hartgläser (Suprax, Supremax) oder das Pyrexglas der Corning Works N. Y. Beide ertragen sowohl Temperaturen bis zur dunklen Rotglut wie auch verhältnismäßig schroffen Temperaturwechsel. Ihre Verbindung mit gewöhnlichem Glas ist unter Verwendung bestimmter Zwischengläser möglich.

Für Untersuchungen im näheren Ultraviolett werden die Entladungsgefäße mit eingeschliffenen oder aufgekitteten Quarz- oder Flußspatfenstern versehen. Falls die Kittschicht dünn ist und nicht unmittelbar im Bereiche der Entladung (Kathodenstrahlen, aktivierte Gase s. Ziff. 23) liegt, sind die durch sie hervorgerufenen Verunreinigungen unbedeutend. Stärkere Belastung vertragen Entladungsgefäße aus Quarzglas mit aufgeschmolzenen Quarzfenstern.

Sofern die Elektroden nicht selbst an der Entladungsform beteiligt sind, richtet sich die Auswahl des Materials zum Teil nach der chemischen Natur des Füllgases. Meist dient Aluminium als Elektrode, vielfach auch das schwerschmelzbare Wolfram oder Molybdän. Für chemisch stark aktive Gase (Cl_2, Br_2, I_2) eignen sich Kohleelektroden[2]), während bei Fluor mit Erfolg Gold[3]) verwandt wird.

An dieser Stelle muß auf eine bei Glimmentladungen vielfach störende Erscheinung hingewiesen werden, die starke Zerstäubung der Kathode bei niedrigen Drucken. Diese tritt ein durch den Aufprall der Kationen (Kanalstrahlen) auf die Kathode und zwar breitet sich der dort losgelöste Metalldampf geradlinig durch das Entladungsgefäß aus und scheidet sich an den gegenüberliegenden Stellen als metallischer Niederschlag ab („kathodische Metallisierung"). Auf die Einzelheiten ist an anderer Stelle des Handbuches (Bd. XIV, Kap. 5, Ziff. 33) näher eingegangen, in diesem Zusammenhang sei nur auf die starke Abhängigkeit der zerstäubten Menge vom Kathodenmaterial hingewiesen. Verhältnismäßig geringe Neigung zum Zerstäuben weisen die Metalle auf, die meist mit einer dünnen Oxydschicht bedeckt sind, wie Aluminium oder Magnesium (vgl. jedoch Ziff. 11), und die Zerstäubung nimmt im allgemeinen um so mehr zu, je edler das betreffende Metall ist. Reine Kohle zerstäubt in sauerstofffreier Edelgasatmosphäre nach Beobachtungen von PASCHEN überhaupt nicht, lediglich bei Anwesenheit geringer Sauerstoffmengen treten in der Nähe der Kohlekathode infolge der Zerstäubung Kohlelinien auf. Zugleich mit dieser Zerstäubung findet eine starke Adsorption des Füllgases in der niedergeschlagenen Schicht statt, aus der die Gase jedoch durch Erhitzen wieder ausgetrieben werden können.

---

[1]) Die Einzelheiten der Vakuumtechnik sind ausführlich beschrieben in den Monographien von S. DUSHMAN, Die Grundlagen der Vakuumtechnik, Deutsch von R. G. BERTHOLD und E. REIMANN, Berlin 1926 und A. GOETZ, Physik und Technik des Hochvakuums, Braunschweig 1922. Vgl. ferner auch E. v. ANGERER, Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen, S. 29ff. Braunschweig 1924.

[2]) W. STEUBING, Ann. d. Phys. Bd. 64, S. 673. 1921.

[3]) W. R. SMYTHE, Astrophys. Journ. Bd. 54, S. 133. 1921.

Die Einführungen zu den Elektroden werden eingekittet oder besser eingeschmolzen. Hierzu wird meistens Platin verwendet, in Bleiglas lassen sich gut dünne verkupferte Chromnickelstahldrähte einschmelzen, außerdem gelingt es neuerdings, zugeschärfte Kupfer- oder Stahlrohre mit gewöhnlichen Glasröhren vakuumdicht zu verschmelzen, so daß man auf diese Weise Zuleitungen für starke Ströme herstellen kann. Bei Quarzglas dienen konisch eingeschliffene Invarstäbe zur Stromzuführung, doch lassen sich auch dünne Molybdändrähte unmittelbar in Quarz einschmelzen.

Die Erzeugung und Messung des Vakuums ist in Bd. II ds. Handb. ausführlich beschrieben. Falls die Entladungsgefäße dauernd mit der Pumpe in Verbindung bleiben können, empfiehlt sich die Verwendung strömender Gase. Dazu wird zweckmäßig das Füllgas in einem ständigen Kreislauf aus dem Entladungsrohr etwa mit einer Dampfstrahlpumpe in ein Vorratsgefäß von entsprechendem Druck (1—2 cm) gepumpt, aus dem es dann durch geeignete Reinigungsanordnungen zur Röhre zurückströmt.

Unter den Verunreinigungen stören am meisten Quecksilber, Wasserstoff und Kohlenstoffverbindungen. Quecksilber wird durch Ausfrieren beseitigt. Wasserstoff wird mit glühendem Kupferoxyd verbrannt und das entstandene Wasser mit Adsorptionskohle und flüssiger Luft ausgefroren oder durch Phosphorpentoxyd gebunden.

Kohlenstoffverbindungen, Luft und andere Beimengungen lassen sich bei den Edelgasen Helium und Neon durch Adsorptionskohle und flüssige Luft vollständig beseitigen, bei anderen Gasen sind kompliziertere chemische Verfahren notwendig[1]).

Entladungsröhren, die von der Pumpe getrennt werden sollen, müssen vor der Füllung gründlich gereinigt und von den an den Glas- und Metallflächen anhaftenden Gasresten befreit werden. Die Reinigung geschieht zweckmäßig durch kräftige Entladung bei gleichzeitiger Durchspülung mit Sauerstoff, die Entgasung durch Erhitzung des Rohres auf höhere Temperatur (300 bis 500°) und gleichzeitiges Ausglühen der Elektroden durch Elektronenbombardement oder Hochfrequenzströme.

Zum Betrieb der Entladungsröhren werden, namentlich bei Verwendung kondensierter Entladung, Induktorien oder auch Wechselstromtransformatoren benutzt. Transformatoren machen einerseits den Unterbrecher mit seinen vielen Störungsmöglichkeiten entbehrlich, andererseits liefern sie meist auch größere Stromstärke. Örtlich und zeitlich konstante Entladungen, wie sie z. B. bei optischen Absorptionsversuchen erforderlich sind, erhält man nur mit hochgespanntem Gleichstrom. Für verhältnismäßig niedrige Spannungen, einige tausend Volt, eignen sich Hochspannungsbatterien oder Gleichstromgeneratoren. Letztere sind dabei vorzuziehen, da sie weniger Mühe in der Unterhaltung erfordern und nicht den Nachteil der begrenzten Lebensdauer aufweisen. Für höhere Spannungen kommen Schaltungen unter Verwendung von Transformatoren, Kondensatoren und Ventilröhren in Betracht, wie sie vielfach in der Röntgentechnik (vgl. ds. Handb. Bd. XVII) benutzt werden.

a) Die positive Säule.

α) Die positive Säule bei unvermindertem Kathodenfall.

4. Form und Aussehen der positiven Säule. In der normalen Glimmentladung nimmt die positive Säule insofern eine bevorzugte Stellung ein, als auf sie im allgemeinen der größte Anteil der ausgestrahlten Energie entfällt und sie außerdem infolge der vielfach auftretenden Schichtung eine besonders

[1]) Vgl. dazu etwa L. Moser, Die Reindarstellung von Gasen. Stuttgart 1920.

charakteristische Erscheinung bildet. Im Gegensatz zum Glimmlicht, dessen Dimensionen allein durch die Form der Kathode und den Gasdruck gegeben sind, hängt die Ausdehnung der positiven Säule hauptsächlich von den Dimensionen des Entladungsgefäßes ab. Wählt man es im Verhältnis zum Elektrodenabstand hinreichend groß, so tritt unter Umständen überhaupt keine erkennbare positive Säule auf (vgl. Ziff. 11).

Man unterscheidet bei der normalen positiven Säule zwei Formen, die geschichtete und die ungeschichtete Säule, die jede für sich in bestimmten Druck-Stromdichteintervallen stabil sind. Das bekannte Phänomen der einfachen oder auch mehrfachen Schichtung hat in neuerer Zeit viel an Interesse verloren, seitdem vor allem GEHLHOFF durch Untersuchungen an sorgfältig gereinigten Gasen nachgewiesen hat, daß in den meisten Fällen die Schichtbildung an das Vorhandensein geringfügiger Verunreinigungen (Fett-, Quecksilber- oder Wasserdampf) geknüpft ist. Eine Ausnahme bildet lediglich der Wasserstoff, der auch nach sorgfältigster Reinigung eine von der gewöhnlichen blauen abweichende weite rosa Schichtung zeigt. Für die optischen Vorgänge in der Glimmentladung bietet die Schichtung indessen nur insofern Interesse, als man daraus unter bestimmten Bedingungen Beziehungen zu den kritischen Potentialen der emittierten Spektrallinien abzuleiten versucht hat (Ziff. 17).

5. Die positive Säule als Lichtquelle. Da die positive Säule unter den einzelnen Leuchterscheinungen der Glimmentladung am frühesten Beachtung gefunden hat, sind im Laufe der Jahre zahlreiche Formen zweckmäßiger Entladungsröhren vorgeschlagen worden. Abb. 2 zeigt einige gebräuchliche Typen, unter denen besonders die von GÖTZE (Leipzig) hergestellte Form (Abb. 2 rechts) hervorzuheben ist. Die zylindrischen Aluminiumelektroden sind hier verhältnismäßig groß gewählt, um die auftretende Erwärmung unschädlich zu machen. Die spezifische Helligkeit wird durch Verengerung des Entladungsrohres wesentlich gesteigert; außerdem empfiehlt sich bei der meistens sehr geringen Absorption der leuchtenden Gase (Ziff. 25) die Beobachtung in Längsdurchsicht.

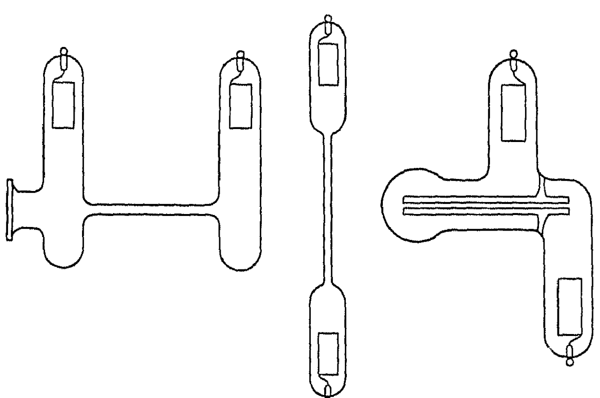


Abb. 2. Verschiedene Typen von Entladungsröhren.

Derartige Entladungsrohre lassen sich nur mit verhältnismäßig geringen Stromstärken betreiben. Da die Kapillare bei stärkerer Belastung sehr heiß wird, stellt man das Entladungsrohr vielfach aus Quarz her oder baut die ganze Anordnung in ein Kühlgefäß ein. Abb. 3 zeigt eine derartige Quarzröhre nach PASCHEN[1]) für Gleichstromentladung von 0,3 Amp., bei der der Kathodenraum durch fließendes Wasser gekühlt wird[2]).

Besondere Schwierigkeiten erwachsen bei Untersuchungen im äußersten kurzwelligen Licht, da dort keinerlei Fenster zwischen Entladungsrohr und

[1]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 27, S. 537. 1908.

[2]) Anordnungen zur Kühlung der Elektroden durch strömendes Öl sind beschrieben u. a. bei J. J. HOPFIELD, Phys. Rev. Bd. 20, S. 573. 1922 und E. BUNGARTZ, Ann. d. Phys. Bd. 76, S. 716. 1925.

Vakuumspektrograph verwendet werden können. Die Druckverluste infolge des Spektrographenspaltes müssen dann durch ständiges Pumpen beseitigt werden. Derartige Anordnungen sind u. a. in dem Bericht von SPONER[1]) beschrieben worden.

Wird die Kapillare bei Verwendung stärkerer, namentlich kondensierter Entladungen nicht gekühlt, so verdampft das Glas zum Teil und es treten die Linien der darin vorhandenen Elemente, insbesondere die D-Linien des Natriums, auf. Eine Anwendung hiervon bildet ein von GOLDSTEIN[2]) angegebenes Verfahren zur Erzeugung von Alkalifunkenspektren. GOLDSTEIN bringt geringe Mengen der betreffenden Salze in die Kapillare, diese verdampfen dort unter dem Einfluß einer hindurchgesandten kondensierten Entladung und werden zur Emission der Funkenspektra angeregt.

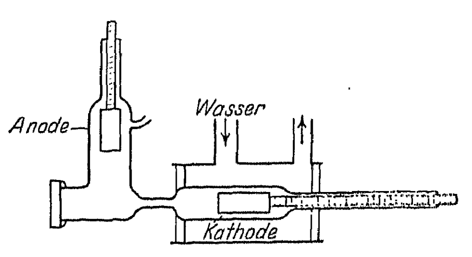


Abb. 3. Wassergekühlte Entladungsröhre aus Quarz für starke Belastung nach PASCHEN.

β) Entladungen bei vermindertem Kathodenfall.

Wie schon erwähnt, führt der starke Abfall des Potentials an der Kathode, der je nach Elektrodenmaterial und Gasart zwischen 200 und 400 Volt beträgt, ebenso wie der, wenn auch geringere, Anodenfall (ungefähr 20 Volt) zu einer beträchtlichen Wärmeproduktion an den Elektroden. Diese steigert sich noch, sobald das Gefälle an den Elektroden anormal wird, d. h. sobald die innerhalb bestimmter Grenzen der Stromstärke proportionale Fläche des Glimmlichtes die Elektroden vollständig bedeckt. Dann können Anoden- bzw. Kathodenfall Beträge von einigen hundert bzw. tausend Volt erreichen. Das wirksamste Mittel, diese Wärmeproduktion zu vermindern, besteht in der Herabsetzung bzw. gänzlichen Beseitigung des Kathodenfalles.

6. Alkalikathoden. Unter den Elementen zeichnen sich die Alkalimetalle durch besonders niedrigen Kathodenfall aus. Die starke Angreifbarkeit der Gläser gegenüber ihren Dämpfen beeinträchtigt ihre Verwendung, jedoch sind in neuerer Zeit erfolgreich Legierungen von Alkali- und Schwermetallen ebenso wie auch Cadmium-Thalliumlegierungen als Kathode in edelgasgefüllten Röhren verwendet worden. Abb. 4 zeigt eine derartige Edelgaslampe nach SKAUPY-SCHRÖDTER[3]). Die Kathodenlegierung befindet sich hier in einem Glasbecher, dessen oberer Rand als „Prallfläche" ausgebildet ist und so die Metalldämpfe von der Entladungsbahn fernhält.

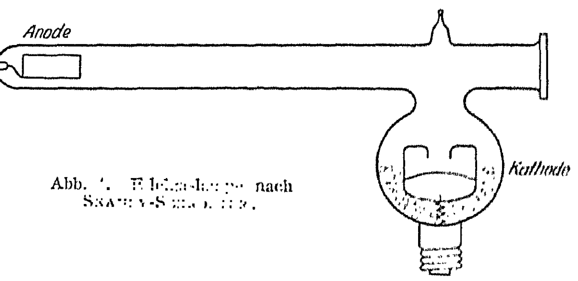


Abb. 4. Edelgaslampe nach SKAUPY-SCHRÖDTER.

Zum Betriebe reicht nach anfänglicher Zündung durch einen Induktionsstoß, der in einer eingeschalteten Induktionsspule erzeugt wird, die Netzspannung von 220 Volt aus und diese Lampen geben z. B. bei Neonfüllung und Längsdurch-

---

[1]) H. SPONER, Naturwissensch. Bd. 14, S. 356. 1926; siehe ferner TH. LYMAN, Spectroscopie of the Extreme Ultraviolet. 1914.

[2]) E. GOLDSTEIN, Phys. ZS. Bd. 11, S. 560. 1910; J. SCHARBACH, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 12, S. 145. 1913.

[3]) F. SKAUPY, ZS. f. techn. Phys. Bd. 1, S. 189. 1920.

sicht sehr helle und scharfe Linien, die als Normalen bei spektroskopischen Präzisionsmessungen brauchbar sind. Ein besonderer Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß die reaktionsfähigen Metalldämpfe eine ständige Reinigung des Edelgases von allen Verunreinigungen bewirken, ein Verfahren, das für andere Zwecke insbesondere von GEHLHOFF[1]) ausgearbeitet worden ist.

Abb. 5. Selbstumkehrfreie Alkalidampflampe nach dem Gegenstromprinzip von CARIO und LOCHTE-HOLTGREVEN.

In sinnreicher Weise wird die Glaswand bei einer Anordnung von CARIO und LOCHTE-HOLTGREVEN[2]) vor den Alkalimetalldämpfen geschützt. Ein steter Argonstrom zirkuliert in der Pfeilrichtung durch die Entladungsröhre (Abb. 5) und hält so die Natriumatome, die bei K verdampfen, von dem Fensterraum F fern. Diese Entladung ist sehr homogen und daher infolge des Fehlens jeglicher Selbstumkehr ausgezeichnet zu optischen Resonanzversuchen geeignet.

7. Glühkathoden. Vollständig beseitigt wird der Kathodenfall durch Benutzung der Glühkathoden, die auf der Elektronenemission zum Glühen erhitzter Metalle oder bestimmter Oxyde beruhen. (Über die Eigenschaften der Glühelektronenemission vgl. ds. Handb. Bd. XIII.) Als bequeme Form wird bei physikalischen Untersuchungen meistens ein mit Erdalkalioxyden bedecktes und elektrisch erhitztes Platinblech benutzt[3]). Glühdrähte aus reinem oder auch mit Thorium präpariertem Wolfram, deren Herstellung und Anwendung durch die technische Entwicklung der Elektronenröhren weitgehend erschlossen ist, besitzen den Nachteil, daß sie durch Spuren von Sauerstoff zerstört werden.

Während der Charakter der gewöhnlichen Glimmentladung in weitem Maße durch den Gasdruck gegeben ist, ermöglicht die Glühkathode unabhängig von ihm eine vielseitige Variation der Entladungsbedingungen.

Wählt man den Druck niedrig, so wird der Entladungsvorgang besonders übersichtlich, da dann die Anregung lediglich durch die von der Kathode losgelösten und meßbar beschleunigten Elektronen erfolgt. Auf diese Weise ist eine große Zahl von Messungen der Anregungs- bzw. Ionisierungsspannungen der Elemente ausgeführt worden. Über die Einzelheiten der dabei benutzten Anordnungen, insbesondere über die zahlreichen Fehlerquellen und ihre Vermeidung ist in Bd. XXIII ds. Handb. eingehend berichtet.

Entladungen bei niedrigem Druck begünstigen das Auftreten höher angeregter Linien z. B. der höheren Serienglieder (vgl. Ziff. 21) und erleichtern damit die Analyse der Spektra. Abb. 6 zeigt eine nach diesen Gesichtspunkten von GIESELER und GROTRIAN benutzte Glühkathodenröhre aus Quarz, die bei Temperaturen von 600 bis 700° zur Analyse des Bleispektrums diente[4]).

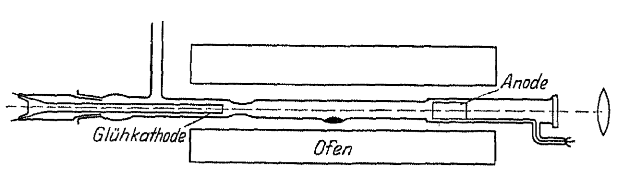


Abb. 6. Glühkathodenentladungsrohr für hohe Temperatur nach GIESELER und GROTRIAN.

[1]) G. GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 13, S. 271. 1911.

[2]) G. CARIO u. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, ZS. f. Phys. Bd. 42, S. 22. 1927.

[3]) Vgl. dazu etwa A. WEHNELT, Die Oxydkathoden und ihre praktischen Anwendungen. Ergebn. d. exakt. Naturw ssensch. Bd. IV.

[4]) H. GIESELER u. W. GROTRIAN, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 374. 1925.

Während diese Anordnungen noch eine verhältnismäßig hohe Betriebsspannung von 2 bis 3000 Volt erfordern, lassen sich bei höheren Drucken (0,5 bis 1 mm) außerordentlich lichtstarke Entladungen schon bei Spannungen von einigen hundert Volt erzielen. Eine besonders einfache Glühkathodenröhre, mit der Stromdichten bis 20 Amp./mm² erreicht wurden, ist von KONEN und JUNGJOHANN[1]) beschrieben worden. Als Glühkathode dient hierbei ein oxydbedecktes kleines Platinblech, das durch die starke kathodische Wärmeproduktion automatisch auf der erforderlichen hohen Temperatur gehalten wird. Sobald nämlich die Kathodentemperatur sinkt, setzt infolge der verminderten Elektronenproduktion die gewöhnliche Glimmentladung ein, die ihrerseits wieder mit einer starken Wärmeproduktion an der Kathode verbunden ist. Es liegt hier also eine Art künstlicher Bogenentladung vor. Zur Zündung wird zweckmäßig irgendwo in die Rohrleitung eine Hilfselektrode eingeschmolzen und daran ein Induktionsstrom angelegt. Bei den hohen in der Röhre herrschenden Temperaturen ist eine stete Reinigung durch strömendes Gas unerläßlich und man erhält dann, je nach Druck und Stromdichte eine geschichtete oder ungeschichtete Entladung.

Glühkathodenentladungen bis zu 20 Amp. erhielten SCHÜLER und WOLF[2]) mit dem nach Art der KINGschen Öfen gebauten Vakuumofen des Einsteinturmes, Potsdam. Die Verfasser brachten in der Nähe des Kohlerohres dieses Ofens eine ebenfalls aus Kohle hergestellte weitere Elektrode an und erhielten zwischen dieser als Anode und dem glühenden Kohlerohr als Kathode eine intensive Elektronenentladung bei sehr niedrigen Spannungen. Die zu untersuchenden Substanzen werden in Kohleschiffchen in das Innere des Rohres gebracht und der leuchtende Dampf füllt dann das Rohr gleichmäßig aus. In Eisendampf beträgt z. B. die Klemmenspannung Anode-Kathode bei einer Kathodentemperatur von 1900° und 10 Amp. Entladestrom nur 30 Volt. Dieses Potentialgefälle wird auf einer Strecke von etwa 13 cm zwischen der heißesten Stelle des Ofens und der Anode durchlaufen, so daß keinerlei nennenswerte Felder auftreten und die Spektrallinien daher außerordentlich scharf werden.

8. Niederspannungsbogen. Ist der Abstand zwischen der Glühkathode und der Anode genügend klein, so lassen sich noch mit Spannungen von wenigen Volt leuchtende Entladungen erhalten. Solange diese Spannungen den Wert eines Anregungspotentials erreichen, sind diese Leuchtvorgänge unschwer zu verstehen. In einigen Fällen, z. B. bei Helium und Quecksilber, sind jedoch leuchtende Entladungen beobachtet worden bei Spannungen, die beträchtlich unterhalb des niedrigsten Anregungspotentials lagen. Vielfach handelt es sich hierbei um Schwingungen[3]), die infolge einer negativen Entladungscharakteristik auftreten können und deren Scheitelwert das betreffende Potential erreicht. In anderen Fällen[4]), bei denen nach den Versuchsbedingungen Schwingungen ausgeschlossen sind, insbesondere bei sehr starker Elektronenemission der Glühkathode, kann durch den Überschuß an positiven Ionen in der Nähe der Kathode ein Kathodenfall der notwendigen Größe entstehen, der höher ist als die gesamte anliegende Spannung.

γ) Besondere Formen: elektrodenlose Entladungen.

Im Anschluß an die Anwendungen der positiven Säule ist schließlich noch eine besondere Entladungsform zu erwähnen, die elektrodenlose Entladung in evakuierten und innerhalb eines elektrischen oder magnetischen Wechselfeldes

[1]) H. KONEN u. W. JUNGJOHANN, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 12, S. 145. 1910.
[2]) H. SCHÜLER, ZS. f. Phys. Bd. 37, S. 728. 1926; K. L. WOLF, ebenda Bd. 44, S. 170. 1927.
[3]) Vgl. den zusammenfassenden Bericht von G. VALLE, Phys. ZS. Bd. 27, S. 473. 1926.
[4]) R. BÄR, M. v. LAUE, E. MEYER, ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 83. 1926; K. T. COMPTON u. C. EKART, Phys. Rev. Bd. 25, S. 139. 1925.

befindlichen Gefäßen[1]). Die Bedeutung dieser Entladungsform liegt zum Teil in der Möglichkeit sehr reiner Versuchsbedingungen, da die Entladungsgefäße infolge des Wegfalls der Elektroden leicht gereinigt und entgast, wie auch zur Untersuchung chemisch stark angreifender Gase und Dämpfe benutzt werden können. Spektroskopisch besonders wichtig werden sie dadurch, daß es leicht gelingt, durch Variation der Anregungsbedingungen, Druck und Feldstärke, die verschiedenen Stufen der Anregung getrennt zu erhalten.

9. Entladung im elektrischen Wechselfeld. Zur Erzeugung der Entladung im elektrischen Wechselfeld bringt man das Entladungsgefäß in den Luftraum eines mit einer Teslaanordnung oder einem Poulsenbogen verbundenen Kondensators, oder man legt die Wechselspannung direkt an Außenelektroden. Der spektroskopische Charakter der symmetrisch ausgebildeten Entladung, die in Glimmlicht und positive Säule (Abb. 7) zerfällt, ist vorwiegend durch die Geschwindigkeit der anregenden Elektronen bedingt.

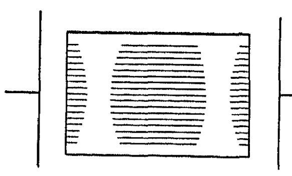


Abb. 7. Elektrodenlose Entladung im elektrischen Wechselfeld.

Mit sinkendem Gasdruck und steigender Stromstärke treten daher höher angeregte Linien auf, doch erschwert der rasche räumliche und zeitliche Wechsel des Feldes ein genaueres Studium des Anregungsvorganges. Die Frequenz des anregenden Wechselfeldes ist dabei nur von sekundärem Einfluß insofern, als im allgemeinen mit ihr zugleich die Stromstärke der Entladung zunimmt.

10. Entladung im magnetischen Wechselfeld. Eingehender ist die Entladung im magnetischen Wechselfeld untersucht worden. Die Anordnung besteht hier ebenfalls aus einem Schwingungskreis, in dessen Selbstinduktionswindungen das Entladungsgefäß hineingebracht wird (Abb. 8). Bei geeignetem Druck bildet sich dann darin ein zur Spule koaxialer leuchtender Ring, der sich mit steigender Evakuierung über das ganze Gefäß ausbreitet. Mannigfache Versuche haben ergeben, daß an dem Zustandekommen dieser Entladungsform je nach den Bedingungen sowohl das magnetische wie auch das infolge der großen Impedanz an den Spulenenden auftretende elektrische Feld beteiligt sein können. Spektroskopisch ist die elektrodenlose Ringentladung dadurch besonders ausgezeichnet, daß es bei ihr schon allein durch Variation des Druckes gelingt, verschiedene Anregungsstufen zu erreichen. So treten in der elektrodenlosen Ringentladung bei bestimmten Drucken Maxima der Leitfähigkeit auf, die mit dem Erscheinen der einzelnen Spektra parallel gehen. Beim Quecksilber z. B. erscheint bei etwa 1 mm ein intensives kontinuierliches Spektrum (Molekülspektrum), an dessen Stelle bei 0,025 mm das vollständige Linienspektrum tritt[2]). Ähnliche Verhältnisse liegen beim Wasserstoff vor, wo im ganzen bei abnehmendem Druck vier verschiedene Stadien der Anregung auftreten[3]):

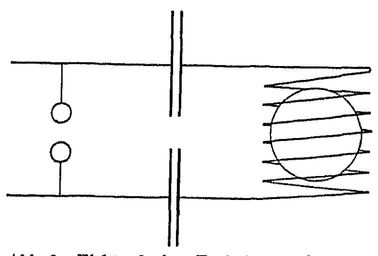


Abb. 8. Elektrodenlose Entladung im magnetischen Wechselfeld.

1. weißlich: Viellinienspektrum;
2. fleischfarben: Viellinienspektrum, Balmerserie;
3. rot: Viellinienspektrum schwach, Balmerserie stark;
4. blau: Balmerserie, jedoch $H_\beta > H_\alpha$.

[1]) Vgl. den zusammenfassenden Bericht von G. MIERDEL, Phys. ZS. Bd. 25, S. 240. 1924.
[2]) I. v. KOWALSKI, Phys. ZS. Bd. 15, S. 249. 1914.
[3]) I. K. ROBERTSON, Proc. Roy. Soc. Canada Bd. 16, S. 151. 1922.

Dabei entstehen die Linien höheren Anregungspotentials zunächst in der Nähe der Wandung und breiten sich mit abnehmendem Druck immer mehr nach der Gefäßmitte aus. L. und E. BLOCH konnten auf diese Weise je nach der radialen Länge der Linien beim Quecksilber und den Edelgasen Argon, Krypton und Xenon drei verschiedene Ionisationsstadien feststellen[1]). Diese ganzen Vorgänge lassen sich zwanglos erklären durch die zunehmende Reichweite der anregenden Elektronen bei abnehmendem Druck, wie sie auch rückwärts Licht auf den Mechanismus dieses Entladungsvorganges werfen.

b) Das negative Glimmlicht.

Während sich das positive Glimmlicht in seiner Emission kaum von der positiven Säule unterscheidet und außerdem wegen seiner geringen Helligkeit als Lichtquelle nicht in Frage kommt, werden in dem negativen Glimmlicht infolge der großen, durch den Kathodenfall bedingten Geschwindigkeiten der dort ausgelösten Elektronen die Atome und Moleküle leicht in höher angeregte Zustände versetzt. Das negative Glimmlicht ist daher eine der wichtigsten Lichtquellen zur Erzeugung der Funkenspektra einfach bzw. mehrfach ionisierter Atome und der Bandenspektra ionisierter Moleküle.

Seine gewöhnliche Form bei höheren Drucken ist eine der Kathodenoberfläche parallele Lichthaut, deren Dicke und Abstand von der Kathode vom Druck abhängt. Bei normalem Kathodenfall, d. h. sobald das Glimmlicht noch nicht die ganze Kathodenoberfläche bedeckt, ist seine Fläche proportional der Stromstärke (Glimmlichtoszillograph). Die Lichtemission ist im Vergleich zur positiven Säule gering und es ist daher in dieser Form nur bei orientierenden Versuchen über die Verteilung der Lichtemission in der Glimmentladung direkt als Lichtquelle benutzt worden.

11. Die Hohlkathode. Durch geeignete Formgebung der Kathode gelingt es nun, das Leuchten des Glimmlichtes bedeutend zu verstärken. Hier ist vor allem die Entladung im Inneren einer röhrenförmigen Kathode zu erwähnen, eine Anordnung, auf deren Bedeutung für die praktische Spektroskopie zuerst PASCHEN[2]) in seinen bekannten Untersuchungen über das Funkenspektrum des Heliums hingewiesen hat. Abb. 9 zeigt die von ihm benutzte Heliumlampe. Bei hohen Drucken bedeckt das Glimmlicht die Außenseite der kastenförmigen Kathode; sobald aber der Druck hier bis auf etwa 2 mm gesunken ist, zieht sich das negative Glimmlicht plötzlich in das Innere der Kathode zurück und kann dort durch Steigerung der Stromstärke beträchtliche Intensität erreichen. Dieser Umschlag der Entladung tritt bei um so niedrigeren Drucken ein, je weiter die Kathodenöffnung ist. Das Leuchten ist in einem bestimmten Druckintervall stabil und geht erst bei weiterer Herabsetzung des Druckes in eine andere Entladungsform über, bei der es fast vollständig verschwindet und sich an seiner Stelle ein axial in der Kathode verlaufender Kathodenstrahl bildet. Es ist bemerkenswert, daß hier wie auch bei den folgenden Anordnungen die positive Säule

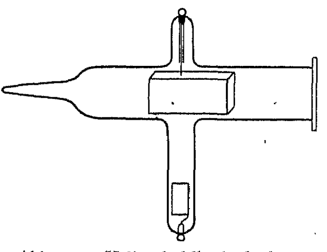


Abb. 9. Heliumhohlkathodenlampe nach PASCHEN.

[1]) L. u. E. BLOCH, C. R. Bd. 176, S. 833. 1923, ferner Journ. de phys. et le Radium Bd. 4, S. 333. 1923; C. R. Bd. 178, S. 766. 1924. Ebenfalls sind auf diese Weise die Funkenspektra der Alkalien leicht zu erhalten, vgl. PAUL D. FOOTE u. A. E. RUARK, Nature Bd. 114, S. 750. 1924.

[2]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 50, S. 901. 1916.

gänzlich zurücktritt und sich der Energieumsatz fast ausschließlich auf das negative Glimmlicht erstreckt. SCHÜLER[1]) hat an konzentrischen röhrenförmigen Elektroden Sondenmessungen vorgenommen und dabei gefunden, daß sich der gesamte Potentialabfall unmittelbar auf die Oberfläche der Elektroden beschränkt und in nahem Zusammenhang zu den kritischen Potentialen der Gasfüllung und der freien Weglänge der Elektronen und Ionen steht. GÜNTHER-SCHULZE[2]) gibt zuerst die Erklärung derartiger Entladungserscheinungen. Die im Inneren der Kathode durch den Stoß der aufprallenden Ionen (vgl. Ziff. 14) losgelösten Elektronen werden im Dunkelraum beschleunigt und ionisieren zum Teil das Gas in dem fast feldfreien Raum des negativen Glimmlichtes; zum Teil gelangen sie jedoch auf der gegenüberliegenden Seite wieder in den Dunkelraum und setzen dort als Sekundärelektronen den Kathodenfall herab. Dieses Wiedereintreten der geradlinig fliegenden Elektronen in den Dunkelraum ist nur im Inneren der Kathode möglich, und daher wird nach dem Prinzip vom kleinsten Zwang gerade dieses von der Entladung bevorzugt.

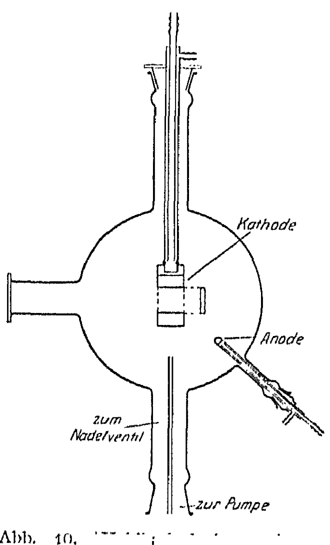


Abb. 10. ... stärkste ...

Diese Leuchterscheinung tritt bei Drucken von mehreren Millimetern selbst in sehr kleinen Öffnungen von 1 bis 2 mm Durchmesser auf, wie zuerst REISMANN[3]) erwähnt, und kann dann durch Steigerung der Stromstärke außerordentlich verstärkt werden. Abb. 10 zeigt eine derartige Entladungsröhre, die bei einer Belastung von 1,5 Amp. bei etwa 600 bis 800 Volt Klemmenspannung von FRERICHS zur lichtstarken Erzeugung der Bandenspektra ionisierter Moleküle benutzt wurde[4]). Die Kathode besteht hier aus einem massiven Aluminiumblock, der von einem Spalt von etwa 2×20 mm² Querschnitt durchsetzt ist und beide Elektroden werden, um die großen dort auftretenden Wärmemengen unschädlich zu machen, durch fließendes Wasser gekühlt. Bei dieser Anordnung übertreffen die Bandenspektra der ionisierten Moleküle, die als „negative Banden" vorwiegend im Glimmlicht beobachtet werden, die „positiven" Banden der neutralen Moleküle beträchtlich an Intensität, so daß eine Trennung der verschiedenen Systeme auf diese Weise möglich wird. Es ist dies ein Vorteil, der besonders bei Gasen mit verschiedenen einander überlagernden Bandensystemen (z. B. N_2) ins Gewicht fällt.

Außer dem Spektrum des Gases treten nun in der Hohlkathode ebenfalls die Linien des Kathodenmaterials verhältnismäßig lichtstark auf[5]). So fand PASCHEN in der Entladung der obenerwähnten Heliumlampe die Serienspektra des neutralen und einfach ionisierten Aluminiums bis zu den höchsten Seriengliedern ausgebildet. In gleicher Weise sind die Bogen- und ersten Funkenspektra zahlreicher anderer Metalle in der betreffenden in Edelgas zerstäubenden Hohlkathode beobachtet worden und es lassen sich so selbst schwer verdampfbare

[1]) H. SCHÜLER, Phys. ZS. Bd. 22, S. 264. 1921.
[2]) A. GÜNTHER-SCHULZE, ZS. f. Phys. Bd. 19, S. 313. 1923.
[3]) B. REISMANN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 13, S. 269 u. 301. 1914.
[4]) R. FRERICHS, ZS. f. Phys. Bd. 35, S. 683. 1926; ferner M. GUILLERY, ebenda Bd. 42, S. 121. 1927.
[5]) Schon 1896 hat KAYSER das Auftreten der Aluminiumlinien in der Nähe der Kathode einer Argonröhre beobachtet und gleichzeitig auf die Wichtigkeit dieser Erscheinung für die Erzeugung von Metallinien im Vakuum hingewiesen. Astrophys. Journ. Bd. 4, S. 1. 1896.

Elemente wie Eisen, Chrom, Wolfram, ja sogar Borpulver in einer Kohleelektrode[1]) lichtstark anregen.

Infolge des Fehlens jeglicher elektrischer Felder und bei dem geringen Partialdruck des Metalles sind die Linien dabei außerordentlich scharf. Nach interferometrischen Messungen von FRERICHS[2]) beträgt die Halbwertsbreite der roten Cadmiumlinie 6438 Å nur 0,01 Å, während die Cadmiumfunkenlinie 5378 Å sogar nur eine Halbwertsbreite von 0,005 Å besitzt! Ein weiterer Vorteil dieser Lichtquelle ist, daß sich hier die Anregungsvorgänge quantitativ übersehen lassen (vgl. Ziff. 18).

Wichtige Ergebnisse sind schließlich von SCHÜLER[3]) mit einer besonderen Form derartiger Hohlkathoden erhalten worden. SCHÜLER verschließt die Hohlkathode mit einem Deckel, der nur eine „schlüssellochförmige" Öffnung besitzt (Abb. 11). Hinter der Erweiterung dieses Schlitzes (B) befindet sich ein kleiner Schirm, der an dieser Stelle den direkten Einblick in das Kathodeninnere verwehrt. Die zu untersuchenden Metalle werden in das Innere dieser Kathode eingeführt und durch eine darumgelegte Heizspirale zum Verdampfen gebracht. Dann lassen sich durch die Öffnung des Deckels zwei Phasen des Leuchtens unterscheiden:

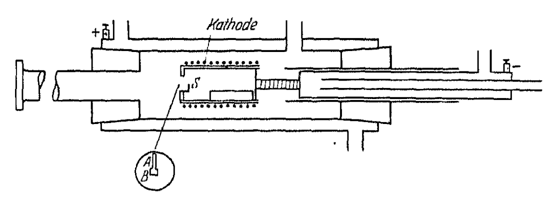


Abb. 11. Hohlkathodenlampe nach SCHÜLER.

A. das Leuchten im Inneren der Kathode, beobachtet durch den engen Teil des Spaltes,

B. das Leuchten im Spalt selbst beobachtet in der Erweiterung.

Diese beiden Leuchterscheinungen entsprechen dem negativen Glimmlicht und der positiven Säule. Bei A werden die höher angeregten Linien auf Kosten der übrigen verstärkt. Das Leuchten bei B, eine Art rudimentäre positive Säule, zeigt auch den Charakter der positiven Säule mit den überwiegenden Bogenlinien. Durch eine weitere Differenzierung der relativen Intensitäten bei A und B lassen sich auch feinere Unterscheidungen, z. B. bei den Erdalkalien zwischen Singulett- und Triplettlinien, ermöglichen. Wählt man schließlich den Spalt sehr eng und vergrößert gleichzeitig die Deckelstärke, so lassen sich dort bei dem vorhandenen hohen Potentialgradient: Spaltrand-Spaltmitte Starkeffekte bei mittleren Feldern von etwa 10000 bis 25000 Volt/cm beobachten.

c) Kanalstrahlen.

Eine spektroskopisch außerordentlich fruchtbare Anwendung haben die Vorgänge an der Kathode schließlich gefunden in den Kanalstrahlen (GOLDSTEIN 1886), d. h. den geladenen oder ungeladenen leuchtenden Atomen und Molekülen, die im allgemeinen der Entladungsbahn entgegengesetzt hinter durchbohrten Kathoden auftreten. Der eigentliche Entstehungsort der Kanalstrahlen liegt indessen in dem Gebiet des größten Potentialgefälles vor der Kathode, wo sowohl die Ionisation wie auch die Beschleunigung der ionisierten Atome und Moleküle erfolgt. Die Mannigfaltigkeit der elektrischen Vorgänge in den Kanalstrahlen, Ladungen, Umladungen, Sekundärstrahlen, Absorption und Zerstreuung einerseits, andererseits die Tatsache, daß sich hier die Atome und Moleküle in dem

---

[1]) R. A. SAWYER, Naturwiss. Bd. 15, S. 795. 1927.
[2]) R. FRERICHS, Ann. d. Phys. Bd. 85, S. 362. 1928.
[3]) H. SCHÜLER, ZS. f. Phys. Bd. 35, S. 323. 1926.

verhältnismäßig einfachsten und der experimentellen Beobachtung am leichtesten zugänglichen Zustand befinden, haben zu vielseitigen Versuchen über den Leuchtvorgang in ihnen geführt. Es ist hier nicht der Ort, auf die schönen, namentlich von M. WIEN und seinen Schülern ausgeführten diesbezüglichen Untersuchungen einzugehen (vgl. ds. Handb. Bd. XXIV), es sei daher lediglich die Anwendung der Kanalstrahlen als Lichtquelle für spektroskopische Zwecke erwähnt.

12. Kathodenkanalstrahlen. Die einfachste Anordnung zur Erzeugung der Kanalstrahlen zeigt Abb. 12. Sie entstehen hier schon bei verhältnismäßig geringer Verdünnung und breiten sich als leuchtendes Bündel nach rückwärts durch die Öffnung der Kathode hindurch aus. An derartigen Entladungsröhren hat STARK 1905 zuerst den Dopplereffekt der leuchtenden Kanalstrahlen bei gleichzeitig longitudinaler und transversaler Beobachtung des Strahles nachgewiesen. Treten die Kanalstrahlen unmittelbar hinter der Kathode in ein starkes elektrisches Feld, so erfahren die ausgesandten Spektrallinien, die unter dem Namen des Starkeffektes bekannte Aufspaltung in einzelne Komponenten. Abb. 13 und 14 zeigen die dazu ursprünglich von STARK benutzten Anordnungen sowohl für Beobachtungen im transversalen wie auch im longitudinalen Feld. In beiden Fällen wird das erforderliche hohe Feld zwischen der Kathode und einer besonderen Hilfselektrode aufrechterhalten. In gleicher Weise läßt sich nach LO SURDO auch das inhomogene elektrische Feld benutzen, das in engen Entladungsröhren unmittelbar vor der Kathode im Entstehungsort der Kanalstrahlen auftritt. Abb. 15 zeigt die ursprüngliche Anordnung von LO SURDO mit einer Reihe von verschieden weiten Entladungsröhren, Abb. 16 die von STARK getroffene Abänderung. Bildet man dabei die Entladungsbahn parallel zum Spalt des Spektroskops auf diesem ab, so gibt der Verlauf der Aufspaltung einer einzelnen Linie unmittelbar den Einfluß der Feldstärke wieder, aus dem andererseits bei bekannter Aufspaltung rückwärts das Feld berechnet werden kann (Ziff. 24, Abb. 22). Bei der Anordnung Abb. 17[1]) zur Untersuchung schwer schmelzbarer Metalle ist die Kathode mit

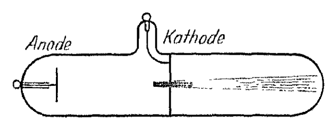


Abb. 12. Kanalstrahlenrohr.

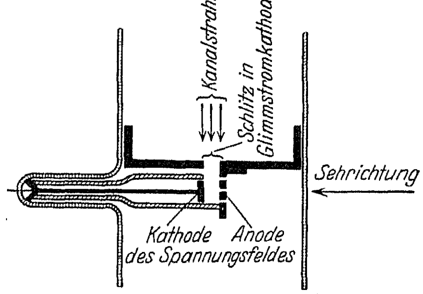
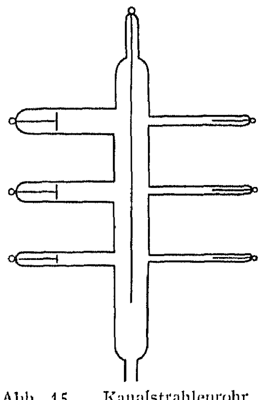


Abb. 13. Kanalstrahlenrohr zur transversalen Beobachtung nach STARK.

Abb. 14. Kanalstrahlenrohr zur longitudinalen Beobachtung nach STARK.


Abb. 15. Kanalstrahlenrohr nach LO SURDO.

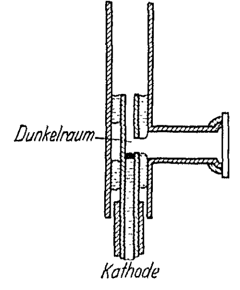


Abb. 16. LO SURDO-Methode nach STARK.

[1]) I. A. ANDERSON, Astrophys. Journ. Bd. 46, S. 104. 1917.

einem Quarzrohr umgeben und wird durch die Stromwärme der Entladung zum Schmelzen und Verdampfen gebracht. Die Beobachtung der Entladung geschieht dann seitlich durch die Wandung des Quarzrohres hindurch.

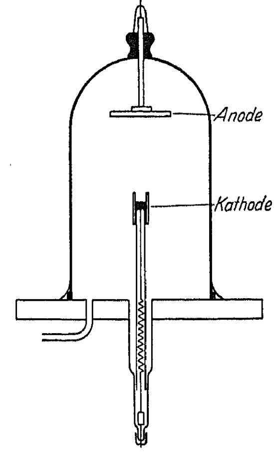


Abb. 17. Lo SURDO-Methode bei schwer verdampfbaren Substanzen nach ANDERSON.

13. Anodenstrahlen. In gleicher Weise wie an der Kathode treten auch an der Anode Kanalstrahlen auf, insbesondere, wenn deren Oberfläche klein ist; sie erreichen jedoch infolge des geringen Anodenfalles im allgemeinen nur geringe Geschwindigkeit und Reichweite. Eine Anwendung haben derartige Anodenstrahlen gefunden in einer Anordnung von GEHRCKE und REICHENHEIM[1]) (Abbild. 18). Die Anode besteht hier aus einem engen und mit geeigneten Salzen gefüllten Glasröhrchen, aus dem bei Stromübergang helleuchtende Strahlen austreten, die auf der Oberfläche senkrecht stehen und in ihrem ganzen Verhalten (Ladung, Ablenkbarkeit) mit den Kanalstrahlen identisch sind.

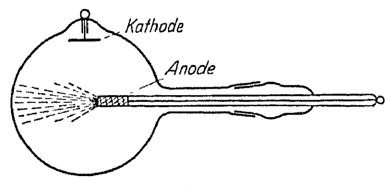


Abb. 18. Anodenstrahlenrohr nach GEHRCKE und REICHENHEIM.

III. Die Emission der Glimmentladung.

a) Ionenvorgänge, Anregung und Verteilung der Emission in der Glimmentladung.

14. Ionenvorgänge. Die Glimmentladung ist wie eine jede Gasentladung an die Existenz und stete Neubildung ionisierter Träger geknüpft, die durch Zusammenstöße der Atome und Moleküle mit Elektronen gebildet werden. Feld und Ionisation bedingen sich dabei im Entladungsraum gegenseitig, indem einerseits das geringe Feld an den Stellen starker Ionisation zur Absorption der gebildeten Elektronen führt, andererseits die dadurch verringerte Neubildung ionisierter Träger weder einen Anstieg des Feldes bis zum Überschreiten der Ionisierungsenergie bewirkt.

Sieht man von den vielen, die Vorgänge komplizierenden und kaum näher erforschten Nebenerscheinungen der Anregung, Wiedervereinigung und Ionisation einstweilen ab, so gestaltet sich das Bild der Glimmentladung in großen Zügen folgendermaßen. Zwischen den durch Ionenstoß von der Kathode losgelösten Elektronen und den durch diese im Glimmlicht neugebildeten Ionen stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, der seinerseits durch das Emissionsvermögen des Kathodenmaterials und das Feld vor der Kathode bedingt ist. Die scharfe Grenze zwischen Dunkelraum und Glimmlicht, der Glimmsaum, findet seine Erklärung darin, daß die zurückdiffundierenden langsamen Elektronen sich nicht gegen das Dunkelraumfeld bewegen können. Dafür spricht, daß der Glimmsaum in Wirklichkeit nicht einheitlich für die gesamte Emission, sondern für jede Frequenz verschieden ist und um so weiter nach der Kathode zu liegt, je größer die Anregungsspannung der betreffenden Spektrallinie ist.

[1]) E. GEHRCKE u. O. REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 10, S. 217. 1908.

Im Glimmlicht selbst erregen teils die von der Kathode losgelösten und sich zur Anode bewegenden Primärelektronen, teils Sekundärelektronen, wiederholt die Lichtemission durch Stoß und büßen dabei ihre Geschwindigkeit ein, so daß sich im weiten Verlauf der Entladungsbahn der Faradaysche Dunkelraum mit geringer Lichtemission ausbilden kann. Vielfach dringen dorthin jedoch schnellere Elektronen vor, wie aus dem Auftreten höher angeregter Spektrallinien hervorgeht. Im Dunkelraum steigt das Feld langsam an und erreicht in der positiven Säule wieder die zur Ionisation notwendige Energie. Wegen der durch die dort auftretenden Raumladungen und Diffusionserscheinungen komplizierten elektrischen Stabilisierung sei auf das betreffende Kapitel der Glimmentladung verwiesen. Im allgemeinen ist die Stärke der Ionisierung und damit der Leuchtvorgang im Glimmlicht und in der positiven Säule verschieden. Die Vorgänge an der Anode schließlich zeigen, abgesehen vom Ladungsvorzeichen, weitgehende Ähnlichkeit mit denen an der Kathode. Dort tritt eine Verarmung an positiven Trägern ein und dadurch entsteht ein Feld, das die Elektronen beschleunigt und auf diese Weise das positive Ende der Säule durch Elektronenstoß mit positiven Trägern versorgt.

15. Anregung in der Glimmentladung. Von den verschiedenen Möglichkeiten, Atome und Moleküle zum Leuchten anzuregen:

1. durch Absorption von Strahlung,
2. durch Elektronenstoß,
3. durch den Stoß geladener oder ungeladener Atome und Moleküle

kommt für die Vorgänge in der gewöhnlichen Glimmentladung im wesentlichen nur die zweite in Betracht. Die Anregung durch den Stoß geladener oder ungeladener Atome spielt dagegen außer bei den in Bd. XXIV besprochenen Vorgängen in den Kanalstrahlen, bei den eigenartigen Leuchterscheinungen in der Hohlkathode eine große Rolle.

Die Anschauungen, welche auf Grund zahlreicher Untersuchungen über die Leuchtanregung durch Elektronenstoß entstanden sind, lassen sich nun nicht ohne weiteres auf die komplizierten Vorgänge in der Glimmentladung übertragen. Denn hier treten in hohem Maße allerlei Störungsquellen, Einfluß der Nachbaratome, Raum- und Wandladungen, inhomogene Geschwindigkeitsverteilung der stoßenden Elektronen auf, die sowohl bei der Bestimmung von kritischen Potentialen wie auch von Ausbeuten an Quantensprüngen durch weitgehende Herabsetzung des Druckes, Anordnung von Schutzgittern und besonders ausgebildete Elektronenquellen vermieden werden müssen. Dazu kommt, daß die Mehrzahl der vorliegenden Messungen bei verhältnismäßig kleinen Elektronengeschwindigkeiten gemacht worden sind, damit immer nur einzelne Frequenzen auftreten und so die Verhältnisse übersichtlicher werden.

Über die Ausbeute der verschiedenen Quantensprünge bei den Voltgeschwindigkeiten, wie sie in der Glimmentladung auftreten, liegen nur wenige exakte Messungen vor, die aus den angeführten Gründen außerdem nur qualitative Bedeutung haben. So finden z. B. Hughes und Love[1]) bei Beobachtung der durch Elektronen variabler Geschwindigkeit in einem feldfreien Raum bei konstantem Druck und konstanter Stromstärke angeregten Emission, daß H_α über einen größeren Geschwindigkeitsbereich von 30 bis 110 Volt konstant bleibt, während H_β, H_γ, H_δ diese Konstanz nach anfänglichem starken Anstieg erst bei ungefähr 110 Volt erreichen. Ähnlich durchgeführte Messungen an Helium[2]) haben ergeben, daß die Parheliumlinien mit steigender Geschwindigkeit der

[1]) A. Ll. Hughes u. P. Love, Phys. Rev. Bd. 21, S. 292. 1923.

[2]) C. B. Bazzoni u. J. T. Lay, Phys. Rev. Bd. 23, S. 327. 1923; A. Ll. Hughes u. P. Love, ebenda Bd. 21, S. 714. 1923.

anregenden Elektronen im Bereich 20 bis 85 Volt stetig an Intensität zunehmen, während die Orthoheliumlinien ein ausgesprochenes Maximum bei etwa 50 Volt aufweisen.

Man ist daher auf eine Anzahl mehr qualitativer Resultate angewiesen, die SEELIGER und seine Mitarbeiter in den letzten Jahren in einer größeren Zahl von Untersuchungen über die Intensitätsverteilung der Spektrallinien in den verschiedenen Teilen der Glimmentladung erhalten haben. Wenn auch diese Untersuchungen wichtige Gesichtspunkte zur Ausgestaltung der Glimmentladung als Lichtquelle ergeben haben, so sagen sie doch über den eigentlichen Anregungsvorgang wenig aus. Es ist eben auf Grund des vorliegenden Materials noch nicht möglich, aus dem Auftreten und der Intensität bestimmter Spektrallinien in der Glimmentladung, Rückschlüsse zu ziehen auf die Geschwindigkeitsverteilung der anregenden Elektronen, zumal die oben erwähnten Fehlerquellen in unberechenbarer Weise bei den hier vorhandenen hohen Drucken mitspielen.

16. Die Anregungsfunktion nach SEELIGER. SEELIGER und seine Mitarbeiter konnten in einer Reihe von Untersuchungen zeigen, daß sich die Linien und Banden nach der Intensität ihres Auftretens an verschiedenen Stellen der Entladungsbahn einer Glimmentladung weitgehend klassifizieren lassen.

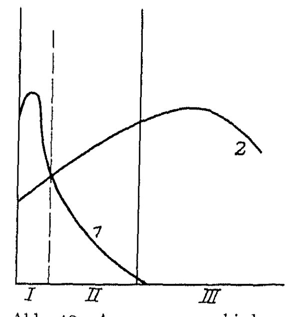


Abb. 19. Anregung verschiedener [illegible] der Glimmentla- [illegible] des Abstands von der Kathode nach SEELIGER.

Tabelle 1.

	Typus 1	Typus 2
Na	Serienlose (Funkenlinien)	Dublettserien
K	,,	,,
Li	—	,,
Mg	Dublettserien	Triplettserien Einfachlinienserien
Ca	,,	,,
Zn	,,	,,
Hg	Einzellinien	,,
Al	—	Dublettserien

So zeigt Abb. 19, daß zwei Klassen von Linien zu unterscheiden sind. Klasse 1 besitzt das Intensitätsmaximum im Glimmlicht und die Intensität sinkt im Kathodendunkelraum schnell auf Null herab, während Klasse 2 sowohl im Glimmlicht, wie auch im Dunkelraum auftritt, das Maximum aber erst in der positiven Säule erreicht[1]).

Aus der Tabelle 1 geht hervor, daß zum ersten Typus die schwerer anregbaren Funkenlinien, zum zweiten die Bogenlinien der angeführten Elemente gehören. Die weiteren Untersuchungen haben nun ergeben, daß sich die Spektrallinien ganz allgemein auf diese Weise nach den Anregungsbedingungen klassifizieren lassen. SEELIGER führt hier den Begriff der Anregungsfunktion einer Spektrallinie ein, unter der die Ausbeute an den betreffenden Quantensprüngen bei konstant gehaltenen Entladungsbedingungen zu verstehen ist. Ein angenähertes Bild über diese Anregungsfunktion geben die Versuche von GEHRCKE und SEELIGER über die Verteilung der Emission längs eines gebremsten Kathodenstrahls[2]). Dabei wurde an einem ausgedehnten Material beobachtet, daß sich das Maximum der Anregungsfunktion mit wachsender Anregungsenergie der betreffenden Linien zu größeren Voltwerten verschiebt. Eine Ergänzung zu diesen Messungen bilden

[1]) R. SEELIGER u. D. THAER, Ann. d. Phys. Bd. 65, S. 423. 1921.
[2]) E. GEHRCKE u. R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 14, S. 335 u. 1023. 1912.

Beobachtungen am Glimmsaum der regulären Glimmentladung, d. h. der meistens scharf ausgeprägten Grenze zwischen HITTORFschem Dunkelraum und Glimmlicht. Dort liegt das Anregungsmaximum einer Spektrallinie um so näher der Kathode, je höher die Anregungsspannung ist; in Wirklichkeit ist also die Schärfe des Glimmsaumes nur physiologisch vorgetäuscht und es kommt einer jeden Spektrallinie ein eigener Glimmsaum zu. Alle diese Erscheinungen lassen sich zwanglos erklären durch ein allmähliches Abbremsen der an der Kathode losgelösten Elektronen im Verlaufe des Glimmlichts. Die Potentialwerte des Anregungsmaximums können nur abgeschätzt werden, sie betragen ungefähr 100 Volt. Im übrigen kann man jedoch daraus keinerlei quantitative Schlüsse ziehen, da neben den Anregungsspannungen ebenfalls die Übergangswahrscheinlichkeiten in bisher unberechenbarer Weise die Intensitäten mitbestimmen.

17. Anregung in der geschichteten Entladung. Ähnliche Beobachtungen wie am Glimmlicht und an der ungeschichteten positiven Säule sind auch an der geschichteten Entladung gemacht worden. Hier liegt das Anregungsmaximum verschiedener Linien an verschiedenen Stellen einer Einzelschicht. So hat LAU[1]) an einer geschichteten Wasserstoffentladung beobachtet, daß die drei ersten Balmerlinien ebenso wie bestimmte FULCHERbanden und das kontinuierliche Wasserstoffspektrum das Anregungsmaximum nach der Reihenfolge der zugehörigen Anregungsspannungen verteilt aufweisen. Da die vierte Balmerlinie nicht beobachtet wurde, kann sich demnach die Geschwindigkeit der anregenden Elektronen innerhalb einer Schicht höchstens um 1 Volt von dem Werte 12 Volt für H_α ändern.

SEELIGER[2]) hat ferner die Beobachtung gemacht, daß längs einer geschichteten Entladung die Intensitätskurve einer Spektrallinie flache Wellen zeigt bei allen den Linien, die vorzugsweise von schnellen Elektronen angeregt werden, und daß die Wellen um so ausgeprägter sind, je niedriger das Anregungsmaximum der betreffenden Linie liegt. Demnach müßte in der geschichteten Säule ein konstanter Strom schneller Elektronen in den einzelnen Schichten von periodisch wiederkehrenden Schichten langsamer Elektronen überlagert sein.

18. Anregung durch Stoß zweiter Art. Während es sich in allen diesen Fällen um Verwandlung von kinetischer Energie bewegter Elektronen in Anregungsenergie durch Stoß erster Art handelt, scheinen unter bestimmten Bedingungen ebenfalls bereits angeregte Atome ihre potentielle Anregungsenergie strahlungslos durch Stoß zweiter Art an andere Atome übertragen zu können. Damit die Anregung in einer elektrischen Entladung unter Mitwirkung von Stößen zweiter Art geschieht, dürfen einerseits die anzuregenden Atome nur in so geringer Konzentration vorhanden sein, daß die Wahrscheinlichkeit einer direkten Anregung durch Elektronenstoß klein ist. Andererseits müssen die anregenden Atome eine gewisse Lebensdauer des angeregten Zustandes besitzen, damit derartige Zusammenstöße überhaupt möglich sind.

Diese Bedingungen sind am besten erfüllt bei Gemischen von Edelgasen und Spuren von Metalldämpfen, wie sie sich etwa in der Nähe zerstäubender Kathoden finden. So treten nach Versuchen von PASCHEN und SAWYER[3]) in einer Hohlkathode aus Aluminium in einer Heliumatmosphäre alle und nur alle die Funkenlinien (Al II) des Aluminiums auf, zu deren Anregung die Energie 19,5 Volt des metastabilen 2^3 S-Zustandes des Heliumatoms ausreicht. Wie aus dem Termschema des Aluminiums hervorgeht, werden dabei Aluminiumionen durch Stoß zweiter Art angeregt, da die Energie von 19,5 Volt nicht zur Ionisierung

[1]) E. LAU, Ann. d. Phys. Bd. 77, S. 183. 1925.

[2]) R. SEELIGER u. J. OKUBO, Phys. ZS. Bd. 25, S. 337. 1925.

[3]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 71, S. 142. 1923; R. A. SAWYER u. F. PASCHEN, ebenda Bd. 84, S. 1. 1927.

und Anregung des Aluminiumatoms in einem einzigen Elementarakt ausreicht. In Argon und Neon, bei denen die betreffenden Potentiale 11,5 bzw. 16,6 betragen, treten in entsprechender Weise nur die niedriger angeregten Linien auf[1]).

Nach den Versuchen von FRERICHS sind im negativen Glimmlicht zahlreiche langlebige Ionen vorhanden, die die betreffende Anregungsenergie aufnehmen können. Derartige Beobachtungen wurden an Aluminium, Magnesium, Cadmium, Zink und Kupfer durchgeführt und ergaben durchweg eine Bestätigung dieser Annahmen.

In der positiven Säule eines Gemisches aus einem Edelgas und Spuren eines Metalldampfes z. B. Magnesium, sind viel weniger zahlreiche Ionen vorhanden. Dies zeigt sich darin, daß hier die Anregungsenergie nur zum geringen Teil an Ionen, vorwiegend jedoch an Atome übertragen wird. Es wird dabei ein Teil der Energie zur Ionisation verbraucht und der Rest dient dann zur Anregung des Ions bis zu einer Anregungsgrenze, die durch die Differenz: verfügbare Energie des Edelgasatoms—Ionisierungsenergie der Beimengung gegeben ist.

Eine reine Übertragung der Anregungsenergie des Edelgases an Atome der Beimengung läßt sich erreichen, wenn dieser Vorgang sich außerhalb der eigentlichen Entladungsbahn abspielt. So kann Metalldampf (z. B. Magnesium oder Cadmium) in einem Ansatz an der eigentlichen Entladungsröhre aus Quarz zum Leuchten angeregt werden und in diesem Falle wird die gesamte Edelgasenergie zur Ionisation und nachfolgenden Anregung des Funkenspektrums in einem einzigen Elementarakt verbraucht.

Obwohl diese Versuche sehr für eine Anregung durch Stoß zweiter Art sprechen, besteht außerdem noch eine andere Erklärungsmöglichkeit, auf die FRANCK[2]) schon früher hingewiesen hat. Bei der durch die metastabilen Zustände bedingten geringen Übergangswahrscheinlichkeit und bei den hohen Anregungspotentialen der Edelgase erleiden die Elektronen in der Glimmentladung vielfach elastische Zusammenstöße, wobei sie gleichzeitig beträchtliche Energie dem elektrischen Feld entnehmen können. Diese angesammelte Energie wird dann an die wenigen leichter anregbaren Atome der Beimengungen direkt durch Stoß erster Art übertragen.

Außer den genannten gehören hierher eine große Anzahl weiterer Versuche über die Veränderungen der Spektra bei Edelgaszusatz. So verdecken nach GEHLHOFF[3]) in einem Gemisch von Helium und Alkalimetalldampf die Alkalilinien schon bei sehr geringem Partialdruck die Heliumlinien fast vollständig. Durch eine kondensierte Entladung gelingt es auf diese Weise, die Funkenspektra der Alkalien lichtstark zu erzeugen. Nach Angaben von REINHEIMER[4]) ist dafür bei Rubidium z. B. ein Heliumdruck von 3 mm und eine Temperatur des Entladungsrohres von etwa 200° günstig. In ähnlicher Weise kann das Auftreten zahlreicher neuer Bandenspektra in Gemischen von Edelgasen und geringfügigen Beimengungen[5]) (Kohlenwasserstoffe), wie auch die Anregung durch aktive Gase (Ziff. 23) erklärt werden.

19. Übersicht über die Emission der Glimmentladung. Die Tabelle 2 enthält eine Zusammenstellung der Farbe und Emission der positiven Säule und des negativen Glimmlichtes der wichtigsten Gase und Dämpfe. Bei der Emission sind Banden und Linienspektra und, soweit bekannt, Bogen und Funkenspektra

[1]) F. PASCHEN, Berl. Ber. Bd. 19, S. 207. 1927. R. FRERICHS, Ann. d. Phys. Bd. 85, S. 362. 1928.
[2]) J. FRANCK, ZS. f. Phys. Bd. 1, S. 1. 1923.
[3]) G. GEHLHOFF, Ber. d. D. Phys. Ges. Bd. 13, S. 183 u. 266. 1911.
[4]) H. REINHEIMER, Ann. d Phys. Bd. 71, S. 162. 1923.
[5]) Eine Zusammenstellung der in verschiedenen Edelgasen auftretenden Bandenspektra von Beimengungen ist gegeben von W. H. B. CAMERON, Phil. Mag. (7) Bd. 1, S. 405. 1926.

unterschieden. Außer diesen existieren bei vielen Elementen (H_2, He, J_2 u. a.) kontinuierliche Spektra, die sich meistens von den Seriengrenzen nach Ultraviolett erstrecken. Unter ihnen ist für die praktische Spektroskopie von besonderer Bedeutung das kontinuierliche Wasserstoffspektrum, das vielfach als Lichtquelle bei Absorptionsversuchen im fernen Ultraviolett benutzt wird[1]). Die Angaben über die Emission umfassen hauptsächlich den sichtbaren Teil des Spektrums, doch sei hier nebenher auf die ultraviolette und teilweise beträchtliche ultrarote[2]) Emission der Glimmentladung hingewiesen.

Tabelle 2.

Gas	Positive Säule		Negatives Glimmlicht	
	Farbe	Emission	Farbe	Emission
Wasserstoff .	rosa	hoher Druck: Balmerserie, niedr. Druck: Viellinienspektrum	hellblau, rosablau	Balmerserie, H_β stärker als H_α
Helium . . .	violett-rot	[illegible] bei [illegible] und bei höherem Druck: Heliumbanden	grün	in der Hohlkathode: Bogen- und I. Funkenspektrum
Lithium . .	hellrot	Bogenspektrum	rot	in der Hohlkathode: Bogen- und I. Funkenspektrum
Stickstoff . .	je nach Stromdichte: gelb — blau — weiß	Bandenspektra: I, II positive Gruppe	blau	negative Banden, I, II positive Gruppe schwach
Sauerstoff . .	gelb in weiten Rohren: rosa	Serienspektrum	grün-weiß	Funkenspektrum, Serienspektrum, negative Banden
Neon	orange-rot	Bogenspektrum	orange-rot	[illegible]
Natrium . .	gelb	D-Linien	gelbgrün	Hauptserie, Nebenserien, Funkenspektrum
Magnesium .	grün	Bogenspektrum	grün	Funkenspektrum
Phosphor . .	grün	Linienspektrum, versch. Bandenspektra	—	—
Schwefel . .	blau-weiß	Bandenspektra, bei kondens. Entl.: Linien	—	—
Chlor . . .	weiß-grün	Linien	weiß-grün	vollständiges Linienspektrum
Argon . . .	rot	rotes Argonspektrum	blau	blaues Argonspektrum = Funkenspektrum
Kalium . . .	grün, bei höh. Temp. braun	Hauptserie, schwach Nebenserien	grün, bei höh. Temp. blauviolett	Nebenserien, Funkenspektrum
Zink	blau	Bogenspektrum, Bandenspektrum (ZnH)	rot	in der Hohlkathode: Bogen- und I. Funkenspektrum
Arsen . . .	grün-weiß	Bogenspektrum	bläulich	—
Brom . . .	purpur-rot	Bogenspektrum	gelbgrün	Funkenspektrum
Krypton . .	blau-violett	Bogenspektrum	violett	Funkenspektrum

[1]) Vgl. den Bericht von H. SPONER, l. c., ferner Z. BAY u. W. STEINER, ZS. f. Phys. Bd. 45, S. 337. 1927.

[2]) Vgl. F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 27, S. 537. 1908.

Fortsetzung der Tabelle 2.

Gas	Positive Säule Farbe	Positive Säule Emission	Negatives Glimmlicht Farbe	Negatives Glimmlicht Emission
Rubidium	gelbrot, bei kondens. Entl. blau	Hauptserie, Nebenserien	blau	Funkenspektrum
Kadmium	blau-grün	Bogenspektrum, Bandenspektrum (CdH)	rot-violett	in der Hohlkathode: Bogen- und I. Funkenspektrum
Tellur	weißblau	Linienspektrum, Bandenspektrum	weiß-rot	—
Jod	pfirsichfarben	Banden	orangegelb	Linienspektrum
Xenon	blau, bei kondens. Entl. grün	Bogenspektrum	—	—
Cäsium	gelb-braun	Hauptserie, Nebenserien	himmelblau	Nebenserien, Funkenspektrum
Quecksilber	grün	Bogenspektrum, Bandenspektrum (HgH)	gelbweiß	Bogenspektrum und Funkenspektrum
Thallium	weißblau	—	grün	—
Blei	purpur	Bogenspektrum	rotgelb	Funkenspektrum
Wismut	—	Bandenspektrum, Linienspektrum	—	—
Silber	blaugrün	Bogenspektrum	rosa	Funkenspektrum

Die Tabelle illustriert die in Ziff. 15 bis 17 besprochenen Anschauungen über den Anregungsvorgang in der Glimmentladung. Höher angeregte Linien treten vorwiegend in dem Gebiete größerer Elektronengeschwindigkeiten, im negativen Glimmlicht auf. Im übrigen sind derartige Angaben natürlich in starkem Maße von den Anregungsbedingungen abhängig. Insbesondere spielen Druck, Temperatur, Art der Entladung u. a. eine beträchtliche Rolle.

b) Veränderungen der Emission durch äußere Einflüsse.

Bei dem komplizierten Charakter der Vorgänge in der Glimmentladung ist es sehr schwer, die Abhängigkeit der Entladung von den einzelnen Entladungsparametern gesondert zu bestimmen. So ist z. B. mit einer Steigerung der Stromdichte stets eine Steigerung der Temperatur verbunden. Im folgenden werden daher nach Möglichkeit solche Untersuchungen herangezogen, bei denen die übrigen Entladungsbedingungen konstant bleiben.

20. Temperatur. Die an sich naheliegende Methode, die Temperatur innerhalb der leuchtenden Teile einer Glimmentladung unmittelbar mit einem Thermoelement oder einer bolometrischen Anordnung zu bestimmen, liefert aus verschiedenen Gründen ungenaue Werte. Einerseits treten Strahlungsverluste auf, andererseits können die aufprallenden Ionen unter Umständen das Meßinstrument übermäßig erhitzen. Die Werte, die auf diese Weise erhalten wurden, betragen bei weiten Entladungsröhren und geringen Strömen einige hundert Grad, können aber bei enger Entladungsbahn und starker Strombelastung, z. B. in der positiven Säule der Quecksilberdampflampe, Beträge von über 2000° erreichen, und ähnlich hohe Werte dürften auch die stark belasteten Quarzröhren nach KONEN und JUNGJOHANN aufweisen (Ziff. 7).

Wenn auch der Einfluß einer äußeren Temperaturänderung auf den spektroskopischen Charakter der Glimmentladung vielfach nicht von sekundären Neben-

erscheinungen zu trennen ist, so hat man doch in einzelnen Fällen schon bei relativ kleinen Temperaturvariationen beträchtliche Veränderungen in der spektralen Emission wahrgenommen. Man muß dabei in erster Linie einen derartigen Effekt bei Bandenspektren erwarten, bei denen wegen der Kleinheit der Rotationsfrequenzen schon eine geringe Änderung der verfügbaren thermischen Energie hinreicht, um die Intensitätsverteilung innerhalb der einzelnen Banden zu verändern. Von neueren Arbeiten, die unter sorgfältiger Konstanthaltung der übrigen Versuchsbedingungen ausgeführt worden sind, seien hier Untersuchungen am Viellinienspektrum des Wasserstoffs von GOOS[1]) und McLENNAN[2]) erwähnt, die im Temperaturintervall — 200 — + 200° bei einer von außen gekühlten dünnwandigen Entladungsröhre beträchtliche Variationen der Intensitätsverteilung beobachtet haben. KIRSCHBAUM[3]) hat in ähnlicher Weise das Verhalten der Stickstoffbanden untersucht und STEUBING[4]) hat bei Joddampf den allmählichen Übergang des Bandenspektrums in das Linienspektrum beim Erhitzen des Entladungsgefäßes auf ungefähr 400° beobachtet. Doch dürfte hierbei die zunehmende Dissoziation des Joddampfes eine wesentliche Rolle spielen.

Leichter zu übersehen ist der Einfluß der Temperatur einer Glimmentladung auf die Feinstruktur der emittierten Linien. Bei Abwesenheit störender Einflüsse, hoher Druck, magnetische oder elektrische Felder usw. ist die Intensitätsverteilung innerhalb einer Spektrallinie hauptsächlich bedingt durch den Dopplereffekt der leuchtenden Träger, der seinerseits von Temperatur und Molekulargewicht des betreffenden Gases abhängt[5]). Diese Temperaturverbreiterung ist vielfach untersucht worden. So stimmt nach Messungen von P. P. KOCH[6]) die Struktur der roten Cadmiumlinie genau mit der für 4000° berechneten Dopplerverteilung überein, ein Wert, der in der stark belasteten Cadmiumlampe vorhanden sein dürfte. Das bekannteste Beispiel derartiger Temperaturverbreiterungen bieten die Wasserstofflinien, bei denen die Verbreiterung infolge des geringen Molekulargewichtes beträchtliche Werte erreicht. GEHRCKE und LAU[7]) haben nachgewiesen, daß bei den Wasserstoffdubletts unter bestimmten Bedingungen die Intensitätsverteilung innerhalb der Komponenten vollständig durch den Dopplereffekt der thermodynamischen Temperatur von etwa 50° zu erklären ist. Zur Messung von Feinstrukturen wird daher neuerdings vorwiegend die Entladungsbahn in flüssige Luft eingetaucht[8]) (Abb. 20). Die günstigen Resultate, die dabei erreicht wurden, haben HANSEN[9]) veranlaßt, Messungen von Feinstrukturen mit derartigen Röhren bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs auszuführen, und es ist ihm dabei gelungen, neue und wichtige Feinstrukturen bei Neon- und Heliumlinien aufzufinden.

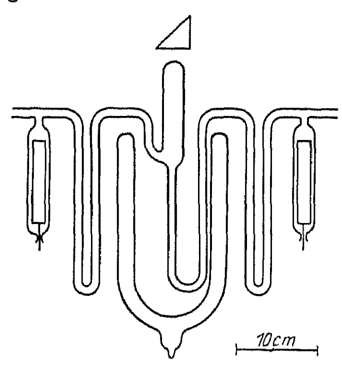


Abb. 20. H_2-Entladungsrohr in flüssiger Luft gekühlt nach HANSEN.

1) F. GOOS, Z. S. f. Phys. Bd. 31, S. 229. 1925.
2) I. C. McLENNAN, Proc. Trans. Roy. Soc. Canad. Bd. 18, S. 177. 1924.
3) H. KIRSCHBAUM, Ann. d. Phys. Bd. 71, S. 289. 1923.
4) W. STEUBING, Phys. ZS. Bd. 22, S. 507. 1921.
5) O. SCHÖNROCK, Ann. d. Phys. Bd. 20, S. 995. 1906 (zusammenfassender Bericht).
6) P. P. KOCH, Ann. d. Phys. Bd. 42, S. 1. 1913.
7) E. GEHRCKE u. E. LAU, Ann. d. Phys. Bd. 65, S. 565. 1923.
8) Vgl. etwa G. HANSEN, Ann. d. Phys. Bd. 78, S. 558. 1925.
9) G. HANSEN, Nature Bd. 119, S. 237. 1927.

21. Druck. Nach der BOHRschen Theorie ist zu erwarten, daß sich die weiter außerhalb liegenden, höher angeregten Elektronenbahnen nur bei niedrigen Drucken von den Nachbaratomen ungestört ausbilden können. Aus diesem Grunde sind die Vakuumlichtquellen, insbesondere die Glimmentladung, so überaus wichtig für die Analyse der Spektren, da sie die Serien mit einer Vollständigkeit ergeben, die sich mit den üblichen Luftbogen oder Funken auch nicht angenähert erreichen läßt. Aber selbst die verhältnismäßig niedrigen Drucke der gewöhnlichen Glimmentladung reichen nicht in allen Fällen aus, um die höchsten SeriengIieder zu erhalten, und man ist dann auf Glühkathodenentladungen bei sehr niedrigen Drucken angewiesen[1]. In gleicher Weise ist schließlich das Überwiegen der Funkenlinien in der elektrodenlosen Ringentladung bei abnehmendem Druck (Ziff. 10) zu erklären.

Der Einfluß des Druckes auf die Feinstruktur der emittierten Linien tritt im allgemeinen bei der Glimmentladung zurück und die Mehrzahl der Untersuchungen über Druckverbreiterungen von Spektrallinien befaßt sich daher mit dem Bogen und dem Funken. Auf die Theorie der Druckverbreiterung, die nach STARK als Wirkung intramolekularer elektrischer Felder zu deuten ist, wird in ds. Handb. Bd. XXI näher eingegangen. Einen ausführlichen Bericht und genauere Rechnungen darüber hat HOLTSMARK[2] veröffentlicht. Dort findet sich auch ein Vergleich mit den wenigen an der Glimmentladung vorliegenden älteren Messungen. Während die Druckverbreiterung nach TAYLOR[3] bei der gelben Heliumlinie 5876 Å im Intervall 10 bis 160 mm nur eine Änderung der Halbwertsbreite von 0,021 bis 0,41 Å bedingt, kann die Gesamtbreite der Wasserstofflinien bei 250 mm eine Größe von mehr als 60 Å erreichen[4]. Bei dieser letzten Messung dürften allerdings auch die starken elektrischen Momentanfelder der benutzten kondensierten Entladung eine beträchtliche Rolle spielen. Eine starke Stütze finden diese Anschauungen über die Druckverbreiterung in kürzlich veröffentlichten Beobachtungen PASCHENS. PASCHEN[5] konnte nämlich zeigen, daß einzelne Heliumlinien bei einem von 2 bis 5 mm wachsenden Druck im Inneren einer Hohlkathode eine Verbreiterung erfahren, die dem bei einer Feldstärke von 1000 Volt/cm auftretenden Starkeffekt entspricht. Da ein äußeres elektrisches Feld in der Hohlkathode nicht vorhanden ist (Ziff. 11), muß es sich hier um die Wirkung molekularer Felder handeln, zumal diese Erscheinung erst oberhalb eines bestimmten Druckes und auch nur bei solchen Linien auftritt, die in peripheren Bahnen des Atoms ihren Ursprung haben.

22. Katalytische Wirkungen. Es ist schon lange bekannt, daß ein Zusatz geringer Mengen fremder Gase, wie Wasserdampf, Sauerstoff, Kohlenoxyd usw. in einer Wasserstoffentladungsröhre das Viellinienspektrum gegenüber der Balmerserie erheblich schwächt[6]. WOOD[7] hat nun in einer Reihe von Arbeiten nachgewiesen, daß in jeder Wasserstoffentladung genügend atomarer Wasserstoff, der Träger der Balmerlinien, entsteht, dieser jedoch durch katalytische Einflüsse der Glaswand und besonders irgendwelcher Metallflächen meistens sehr schnell

[1] R. W. WOOD, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 97, S. 455 1920. Weitere Beobachtungen, die damit im Einklang sind: R. WIDDINGTON, Phil. Mag. Bd. 46, S. 605. 1924 (Balmerlinien bis $n = 20$); M. FUKUDA, Jap. Journ. of Phys. Bd. 3, S. 131. 1924 (diffuse Nebenserien des Quecksilbers bis $n = 15$ bis 18); F. R. FOWLER, Month. Not. 1909, S. 70, 176; 1910, S. 484 (Auftreten höher angeregter Banden in Co bei geringem Druck).

[2] J. HOLTSMARK, Phys. ZS. Bd. 25, S. 73. 1924.

[3] L. L. W. TAYLOR, Phys. Rev. Bd. 19, S. 255. 1925.

[4] E. O. HULBURT, Phys. Rev. Bd. 22, S. 24. 1923; Astrophys. Journ. Bd. 55, S. 399. 1922.

[5] F. PASCHEN, Berl. Ber. Bd. 16, S. 135. 1925.

[6] Vgl. H. KAYSER, Handb. d. Spektroskopie Bd. V.

[7] R. W. WOOD, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 97, S. 455. 1920, ferner Phil. Mag. Bd. 44, S. 538. 1922.

zu molekularem Wasserstoff, dem Träger des Viellinienspektrums, rekombiniert wird. Es ist ihm dabei gelungen, in langen und sorgfältig von allen Wandschichten gereinigten Entladungsröhren aus Pyrexglas, in feuchtem Wasserstoff bei niedrigem Druck ausschließlich die Balmerserien in bisher unbekannter Schärfe bis zu 20 Glied zu erzeugen. Diese katalytische Wirkung der Glaswand beruht nach LANGMUIR[1]) auf der Adsorption einer atomaren Wasserstoffschicht, an der dann die Rückbildung zu Molekülen erfolgt, so daß die fremden Zusätze hier als „Katalysatorgifte" wirken. In der gleichen Weise lassen sich ebenfalls die Serienlinien des Sauerstoffs frei von Bandenspektren erzeugen.

Wie man so durch geeignete Zusätze das Atomspektrum verstärken kann, gelingt es nun andererseits durch Anwendung bestimmter Katalysatoren seine Intensität zugunsten des Molekülspektrums herabzudrücken. GEHRCKE und LAU[2]) haben gezeigt, daß in einer inwendig versilberten Entladungsröhre die Balmerlinien neben dem intensiven Viellinienspektrum fast vollständig verschwinden. Ähnliche Beobachtungen haben sie an Sauerstoff und den Dämpfen von Quecksilber und Kadmium gemacht, in allen Fällen wird durch inwendige Versilberung des Entladungsgefäßes das Bandenspektrum verstärkt.

23. Aktive Gase. In engem Zusammenhang mit diesen Erscheinungen stehen die Beobachtungen über die Leuchterregung durch chemisch aktive Gase. Das bekannteste Beispiel dafür bietet der aktive Stickstoff. LEWIS entdeckte 1900, daß in einer mit Stickstoff gefüllten Entladungsröhre nach dem Durchgang einer kondensierten Entladung ein gelbliches Nachleuchten auftritt. Lord RAYLEIGH hat in den folgenden Jahren in einer Reihe von Untersuchungen nachgewiesen, daß der Träger dieser Leuchterscheinung eine aktive Modifikation des Stickstoffs ist, die aus der Entladungsbahn abgesaugt und mit anderen Gasen oder Dämpfen unter Leuchtanregung zur Reaktion gebracht werden kann. Aus der großen Zahl der darüber ausgeführten Untersuchungen sei hier nur auf einige neuere Arbeiten von MULLIKEN[3]) hingewiesen, der auf diese Weise die in verschiedenen Dämpfen (BCl_3, $SiCl_4$, $CuCl_2$ u. a.) auftretenden Bandenspektra untersucht hat. Die dazu benutzte Anordnung ist in Abb. 21 wiedergegeben. Zwischen den eingezeichneten Wolframelektroden geht eine kondensierte Entladung über und erzeugt dort den aktiven Stickstoff. Dieser wird dauernd durch die Entladungsröhre gepumpt und gelangt in dem Seitenrohr mit den bei B erhitzten Substanzen zur Reaktion, wobei das Leuchten durch das Quarzfenster Q beobachtet werden kann. In den im übrigen möglichst kurzen Weg des Gases ist außerdem noch eine (schwarzgezeichnete) Lichtfalle T eingebaut, um das störende Nebenlicht der Entladung abzublenden. In ähnlicher Weise verhält sich nach BONHOEFFER der obenerwähnte atomare Wasserstoff[4]). Auch hier ist es gelungen, verschiedene Dämpfe (Alkali, Quecksilber, Anthrazen) durch Chemilumineszenz zum Leuchten zu erregen. Es liegt daher also nahe, den aktiven Stickstoff ebenfalls als atomar aufzufassen[5]) und den Anregungs-

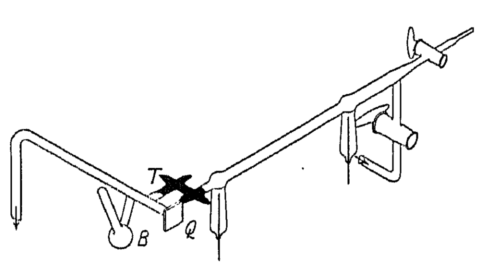


Abb. 21. Anregung mit aktivem Stickstoff nach MULLIKEN.

[1]) J. LANGMUIR, Journ. Amer. Chem. Soc. Bd. 38, S. 2221. 1916.
[2]) E. GEHRCKE u. E. LAU, Berl. Ber. 1923, S. 453; Ann. d. Phys. Bd. 71, S. 562. 1923.
[3]) R. S. MULLIKEN, Phys. Rev. Bd. 26, S. 1. 1925.
[4]) K. F. BONHOEFFER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 116, S. 391. 1925.
[5]) H. SPONER, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 622. 1925.

vorgang so zu deuten, daß die Stickstoffatome sich unter Ausführung eines Dreierstoßes rekombinieren und dabei die freiwerdende Energie auf den dritten Stoßpartner übertragen. Damit erklärt sich dann sowohl die relativ lange Lebensdauer bei der Seltenheit der Dreierstöße, wie auch die Wirkung von Zusätzen auf die katalytische Beeinflussung dieses Vorgangs.

24. Die elektrischen Entladungsbedingungen. Wie in diesem Kapitel schon öfters erwähnt wurde, hängt die spektrale Emission in hohem Maße von der Art der elektrischen Entladung ab. Ein besonders in die Augen fallendes Beispiel bietet das Argon, dessen positive Säule beim Übergang von der gewöhnlichen Entladung eines Induktoriums, die infolge des überwiegenden Öffnungsstromes den Charakter eines Gleichstromes besitzt, zur kondensierten Entladung mit Funkenstrecke und parallelgeschalteter Kapazität von Rot in Blau umschlägt. Dieser Farbenumschlag ist zugleich mit einer weitgehenden Änderung der spektralen Emission verknüpft, derart, daß an Stelle des zunächst angeregten roten Argonspektrums das schwerer anregbare blaue tritt.

In gleichem Maße, nur nicht so stark, wirkt die Vorschaltung einer Funkenstrecke. Auch in diesem Falle treten höher angeregte Linien auf und die Emission der positiven Säule nähert sich in ihrem Charakter dem negativen Glimmlicht.

Eine Übersicht über die spektralen Veränderungen unter dem Einfluß kondensierter Entladungen ist u. a. in der Tabelle 2 enthalten. Besonders auffällige Erscheinungen bieten die Entladungen in Alkalimetalldämpfen, deren Verhalten unter verschiedenen Entladungsbedingungen eingehend von GEHLHOFF[1]) untersucht worden ist. Hier tritt bei der gewöhnlichen Gleichstromentladung eines Induktoriums vorwiegend die Hauptserie auf, bei Vorschaltung einer Funkenserie wird sie durch die Nebenserien und das Funkenspektrum verdrängt, und bei der kondensierten Entladung bleibt letzteres in der Regel allein übrig. Eine Ausnahme bilden Lithium und Natrium, bei denen es auf diese Weise nicht gelingt, die zur Anregung der Funkenspektra notwendige Energie aufzubringen[2]) und die dazu der wesentlich stärkeren Anregung der Hohlkathoden[3]) bedürfen.

In geringerem Maße läßt sich ebenfalls die Emission des negativen Glimmlichtes durch die elektrischen Entladungsbedingungen beeinflussen. Hierfür bieten ein Beispiel die Feinstrukturaufnahmen der Heliumfunkenlinie 4686 von PASCHEN[4]), die gänzlich verschiedene Intensitätsverteilung bei den schwachen Anregungsbedingungen des Gleichstromes und den stärkeren der kondensierten Entladung aufweisen.

Das elektrische Feld der Entladung selbst beeinflußt in doppelter Weise die Emission. Einerseits werden die Linien verbreitert oder bei stärkeren und homogenen Feldern in einzelne Komponenten aufgespalten. Dies ist der 1914 entdeckte Starkeffekt. Zweitens treten unter dem Einfluß des elektrischen Feldes vielfach neue Linien auf, die bei den gewöhnlichen Entladungsbedingungen durch das Auswahlprinzip verboten sind. Die Verbreiterung der Linien ist in der Glimmentladung meist nur gering. Von Bedeutung wird sie lediglich bei der Messung von Feinstrukturen. Immerhin läßt sich auch hier bei weiten Entladungsröhren der Potentialgradient so niedrig halten, daß sein Einfluß unmerklich wird. So würde z. B. nach HANSEN[5]) erst ein Feld von 1000 Volt/cm die Fein-

---

[1]) G. GEHLHOFF u. K. ROTTGART, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 12, S. 492. 1910; G. GEHLHOFF, ebenda Bd. 12, S. 963. 1910.

[2]) E. v. ANGERER, ZS. f. Phys. Bd. 18, S. 113. 1923.

[3]) H. SCHÜLER, Ann. d. Phys. Bd. 76, S. 292. 1925.

[4]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 50, S. 901. 1916.

[5]) G. HANSEN, Ann. d. Phys. Bd. 78, S. 558. 1926.

struktur der Linie H_ε vollständig zum Verschwinden bringen, während die Feldstärke in dem von ihm benutzten Entladungsrohre sicher kleiner als 100 Volt/cm gehalten werden konnte. Schwieriger abzuschätzen ist der Einfluß der intramolekularen Felder, der unter die in Ziff. 21 besprochene Druckverbreiterung fällt.

Der eigentliche Starkeffekt, die Aufspaltung der Linien in einzelne Komponenten, wird erst bei größeren und homogenen Feldern beobachtet, wie sie vor allem im kathodischen Dunkelraum auftreten (Ziff. 12). Die Abb. 22 nach BROSE[1]) gibt ein Bild von der Feldverteilung in der Nähe der Kathode, die aus der bekannten Aufspaltung geeigneter Spektrallinie bestimmt wurde. Neben der Aufspaltung der Spektrallinien bewirkt das elektrische Feld in ähnlichem Maße wie das magnetische (Paschen-Backeffekt) vielfach das Auftreten neuer, in der normalen Entladung durch das Auswahlprinzip verbotener Spektrallinien. Derartige Beobachtungen sind nach der Lo-Surdomethode zuerst von HANSEN, TAKAMINE und WERNER[2]) im Quecksilberspektrum gemacht und später in zahlreichen anderen Untersuchungen bestätigt worden.

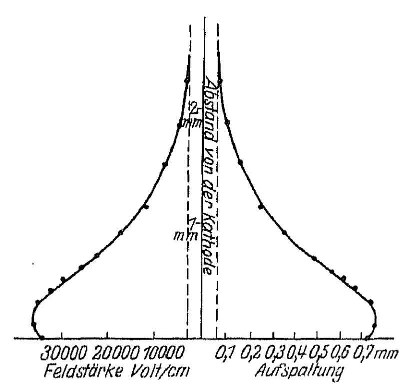


Abb. 22. Feldverteilung an der Kathode eines Lo Surdo-Entladungsrohres nach BROSE.

Von den einzelnen Teilen der Glimmentladung ist bisher lediglich die positive Säule näher nach der energetischen Seite untersucht worden, aber auch hier hängt die Strahlung so sehr von den Entladungsbedingungen, Stromstärke, Druck, Reinheit des Gases und der geo- [illegible] ab, daß es schwer ist, aus den vorliegenden Messungen ein einheitliches Bild zu gewinnen. Dazu kommt, daß nur in den seltensten Fällen neben Stromstärke der Potentialgradient gemessen wurde und somit die meisten Untersuchungen für die Frage des Energieumsatzes wertlos sind.

Die alten bolometrischen Messungen von ÅNGSTRÖM[3]) haben bei Stickstoff und Kohlenoxyd sowohl für die Gesamtstrahlung wie auch für den optischen Teil Proportionalität mit Stromstärke und ebenfalls mit dem Wattverbrauch gegeben. Eine Anzahl neuerer Untersuchungen befaßt sich mit der Abhängigkeit der Intensitäten einzelner Linien und Banden von der Stromstärke. Allein hier treten neue Schwierigkeiten auf, die teils durch die unzulänglichen spektrophotometrischen Methode, teils durch den überaus komplizierten Charakter der gemessenen Spektren (Bandenspektra) bedingt sind. So ergeben sich zahlreiche Diskrepanzen zwischen den Messungen verschiedener Beobachter[4]). Wichtige Messungen sind an den im roten und grünen Teil des Spektrums gelegenen Stickstoffbanden (I. positive Gruppe) ausgeführt worden, und hier ergibt sich nach verschiedenen Beobachtern Proportionalität mit der Stromstärke. Komplizierter sind die Verhältnisse nach JUNGJOHANN beim Wasserstoff, wo die einzelnen Linien je nach dem Druck sich in verschiedenem Maße mit der Stromstärke ändern. Aber hier liegen auch andere Beobachtungen vor, bei denen dieses Verhalten nicht bestätigt wird. Berücksichtigt man bei diesen Angaben außer-

[1]) E. BROSE, Ann. d. Phys. Bd. 58, S. 731. 1919.

[2]) H. M. HANSEN, T. TAKAMINE u. SVEN WERNER, Medd. Kopenhagen Bd. 5. 1923.

[3]) K. ÅNGSTRÖM, Ann. d. Phys. Bd. 48, S. 493. 1893.

[4]) Vgl. dazu die ausführliche Diskussion bei H. KONEN u. H. JUNGJOHANN, Ber. d. D. Phys. Ges. Bd. 12, S. 128. 1910.

dem die Änderung des Potentialgradienten, so folgt daraus, daß im allgemeinen für Stickstoff und Wasserstoff ein schnelleres Anwachsen der Helligkeit als der Stromstärke stattfindet.

25. Absorption. Im Gegensatz zu den meisten anderen Lichtquellen (Bogen, Funke, Flamme) läßt sich die Glimmentladung, speziell die positive Säule, in beliebig ausgedehnten Schichten herstellen. Man hat also hier die Möglichkeit, die Intensität seltenerer Emissionsprozesse, die, wie z. B. höher angeregte Linien, an und für sich schon durch den geringen Druck begünstigt werden, durch Beobachtung größerer Schichtdicken noch beträchtlich zu steigern, da Verluste infolge von Absorption bei derartigen schwachen Linien nicht auftreten. So erzielte WOOD[1]) seine Erfolge bei der Untersuchung der höheren Glieder der Balmerserie mit geringer Stromdichte in verhältnismäßig weiten Röhren von beträchtlicher Länge.

Ausgeprägte Absorptions- und Umkehrerscheinungen treten bei der meist homogenen Glimmentladung viel seltener auf als bei Bogen und Funken. Zwar ist die intensive Quecksilberresonanzlinie 2536 Å in stärker belasteten Entladungsröhren stets selbstumgekehrt, diese Umkehr läßt sich jedoch zum größten Teil beseitigen durch einen Magneten, der den gesamten Lichtfaden an die von außen mit Wasser gekühlte Rohrwandung drückt und so das Zustandekommen heißerer Zentralschichten verhindert. Diese Methode wird vielfach bei optischen Resonanzversuchen angewandt, bei denen nur der schmale Kern der Primärlinie im Resonanzgefäß wirksam ist.

Neben dieser Absorption vom stabilen Normalzustand des unangeregten Atoms gibt es ebenfalls eine Absorption entsprechend einem Übergang des Leuchtelektrons aus einem angeregten in einen höheren Zustand, die bisher vorwiegend in den elektrisch angeregten Gasen der Glimmentladung beobachtet worden ist. Hierüber liegen eine ganze Reihe von Beobachtungen vor, die größtenteils an zwei hintereinandergeschalteten Entladungsrohren, einem Emissions- und einem Absorptionsrohr, ausgeführt worden sind.

Nach PASCHEN[2]) genügen bei Helium 5 mm Schichtdicke, um bei einer Stromdichte von 1 mA/mm² deutliche Absorption der ultraroten Linie 10830 Å zu erhalten. Bei der Balmerserie des Wasserstoffes sind dazu schon wesentlich größere Stromdichten und Schichtdicken erforderlich, während es bis jetzt überhaupt noch nicht gelungen ist, in der Glimmentladung irgendwelche Absorption von Bandenspektren nachzuweisen.

Der Vergleich der relativen Absorption verschiedener Linien des gleichen Spektrums gestaltet sich sehr einfach, wenn man die Emission einer weiten Spektralröhre sowohl in Quer- wie auch in Längsdurchsicht miteinander vergleicht. Im zweiten Fall werden alle die Linien gegenüber den anderen geschwächt, die in dem angeregten Gase absorbiert werden.

26. Metastabile Zustände. Die Stärke der Absorption ist durch die Zahl der Atome bedingt, die sich in dem Anfangszustand der Absorption befinden. Diese Zahl hängt sowohl von der Neubildung wie auch von der Lebensdauer des betreffenden Zustandes ab. Verhältnismäßig große Lebensdauer angeregter Zustände haben MEISSNER[3]) sowie DORGELO[4]) in elektrisch angeregtem Neon

[1]) R. W. WOOD, Phil. Mag. Bd. 44, S. 538. 1922.

[2]) Die wichtigsten Versuche beziehen sich auf Quecksilber: R. KÜCH u. R. RETSCHINSKY, Ann. d. Phys. Bd. 22, S. 852. 1904; Wasserstoff: A. PFLÜGER, ebenda Bd. 24, S. 515. 1907; R. LADENBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 10, S. 550. 1907, ferner Bd. 12, S. 54. 1910; Helium: F. PASCHEN, Ann. d. Phys. Bd. 27, S. 537. 1908. Vgl. auch die ausführliche Diskussion der älteren Arbeiten bei H. KONEN u. H. JUNGJOHANN, l. c.

[3]) K. W. MEISSNER, Ann. d. Phys. Bd. 76, S. 124. 1925.

[4]) H. B. DORGELO, ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 766. 1925.

beobachtet. Bei den betreffenden Linien ist der Übergang aus dem ang
Zustand in den Normalzustand unter Emission von Strahlung durch d
wahlprinzip verboten und sofern man durch sorgfältige Reinigung alle
gase und damit die Möglichkeit von Stößen zweiter Art ausschaltet, e
diese metastabilen Zustände Lebensdauern von der Größenordnung
$^1/_{1000}$ Sek. Die Absorption geht dabei so weit, daß schon die geringste I
genität der leuchtenden Gasschicht, wie sie etwa an der Übergangsstelle z
Kapillare und Erweiterung einer Entladungsröhre auftritt, zu beträchtliche
umkehr der betreffenden Linien führt.

Kapitel 8.

Strahlung des Lichtbogens und des Funkens.

Von

H. KONEN, Bonn.

I. Strahlung des Bogens.

1. Vorbemerkung. Im folgenden wird von der Lichtstrahlung des Bogens nur soweit die Rede sein, als es sich um die Strahlung der Gassäule handelt. Die Emission der Lichtbogenelektroden wie auch ihre technische Verwendung findet man in der Abteilung B dieses Bandes behandelt. Dort sind auch die Fragen besprochen, die die Temperatur der festen Elektroden und den Vergleich ihrer Strahlung mit derjenigen des schwarzen Körpers betreffen. Man vergleiche besonders Kapitel 20. Für die elektrischen Eigenschaften des Lichtbogens vom Standpunkte der Lehre von den Gasentladungen aus wird auf Bd. XIV, besonders auf das von A. HAGENBACH verfaßte Kapitel 6 über die Bogenentladung verwiesen. Eine ungeheure Menge von Einzelheiten über spektrale Erscheinungen bei der Bogenentladung gehören der speziellen Spektroskopie an. Ein Teil davon wird in Bd. XXI behandelt, wenn von den Spektren der Elemente die Rede ist. Ein anderer Teil findet überhaupt nicht in einem Handbuche der allgemeinen Physik Platz, sondern ist in den der Spektroskopie der einzelnen Elemente gewidmeten Bänden des Handbuches der Spektroskopie von H. KAYSER und H. KONEN, Bd. V, VI, VII. Leipzig 1900—1927 nachzusehen[1]). Hier werden somit nur die allgemeinen Tatsachen der Bogenemission besprochen, und zwar vom optischen Standpunkte aus.

2. Allgemeines über die Emission des Bogens. Die Emission des Bogens setzt sich zusammen aus der Emission der Gasentladung und der Elektroden, die je nach deren Natur verschieden ist, z. B., ob es sich um Kohle oder reine Metalle oder um Oxydschichten handelt[2]). Diese Emission ist kontinuierlich und entspricht im ganzen der Emission eines schwarzen Körpers von bestimmter Temperatur. Man hat früher geglaubt, auch die Emission der leuchtenden Gassäule zwischen den Polen nach der Temperatur der Elektroden beurteilen zu können. Auch kann nicht bezweifelt werden, daß eine solche Schlußweise in

[1]) Hier und in der Neuausgabe von Bd. I des genannten Werkes findet man auch die ungeheure Einzelliteratur zusammengestellt, die fast zu jedem einzelnen der im folgenden diskutierten Punkte vorliegt. Sie ist berücksichtigt, aber hier nicht angeführt. Es werden nur besonders wichtige Stellen der Literatur nachgewiesen.

[2]) Bei Benutzung von Bogen zwischen Metallstäben überziehen sich diese in der Regel schnell mit einer Oxydschicht, so daß man tatsächlich einen Bogen zwischen Metalloxyden brennt; dieser ist im allgemeinen stabiler.

5. Charakterisierung der Bogenspektra. Die Emission eines Bogens steht in ihrem Charakter zwischen derjenigen einer Flamme und eines kondensierter Funkens und entspricht den höchsten Leistungen, die man etwa aus einem geheizten Ofen herausholen kann, somit auch im großen und ganzen einer gewisser Temperatur. Man hat daher schon früh den Begriff des Bogenspektrums geprägt und verstand darunter ein Spektrum, das namentlich bei den Elementen niedrigerer Ordnungszahl die Serien, soweit sie damals bekannt waren, in reicher Entwicklung zeigte. Die in Flammen niedriger Temperatur beherrschenden Linien sind in den Bogenspektren relativ schwach oder treten doch gegenüber anderen, stärkeren Linien zurück. Molekülspektra sind relativ selten. Der Schwerpunkt aller Spektra erscheint mehr nach kurzen Wellen gerückt; die Spektra erstrecken sich mit ansehnlicher Intensität bis an die Grenze der Durchlässigkeit der Luft. Endlich sind sie bei den Elementen höherer Ordnungszahl, die man in Flammen gar nicht oder nur mit wenigen Linien erhält, intensiv und linienreich z. B. bei Eisen, den seltenen Erden, den Platinmetallen, Blei, Uran. Als dann der Begriff der Ionisationsstufen im Anschluß an die Entdeckung FOWLERS[1]) im Rahmen der BOHRschen Theorie seinen klaren Sinn erhielt, stellte sich heraus, daß die Bogenspektra nichts anderes sind als ein Gemisch der Spektra der neutralen oder einmal ionisierten Atome. Die Moleküle zerfallen bereits, die höheren Ionisations- bzw. Anregungsstufen treten noch nicht, oder seltener, auf[2]). Man hat daher geradezu die Bezeichnung Bogenspektra auf alle Emissions- und Absorptionsspektra erster Stufe angewendet. Doch ist dies wohl bei der Mannigfaltigkeit der Bogenspektra nicht zweckmäßig; schon deshalb nicht, weil die Emission in den verschiedenen Teilen des Bogens sehr verschieden ist.

Die Bogenspektra reichen in das äußerste Ultrarot. Die längste überhaupt je gemessene optische Wellenlänge ist im ultraroten Spektrum des Quecksilberdampfes gefunden worden[3]). Die Linienspektra der Bogenentladungen erstrecken sich bis zur Grenze der Durchlässigkeit der Luft. In einigen Fällen sind auch noch vereinzelte Linien oder Grundzustände im Schumanngebiet gefunden worden. Die größte Entwicklung zeigt die Bogenemission der Elemente im Kohlebogen und in Bogen zwischen Stäben hoher Siedepunkte, z. B. Wolframstäben oder Iridiumstäben. Es scheint also eine gewisse Beziehung zwischen der Elektrodentemperatur und der Entwicklung des Spektrums zu bestehen. Doch gilt diese Regel durchaus nicht allgemein, wie das Beispiel des Quecksilberbogens beweist.

Innerhalb der Serienspektra gelangt man bei den Elementen niedriger Ordnungszahl vielfach zu höheren Laufzahlen, die (s, p-) Glieder überwiegen (daher ihr aller Name Hauptserie) und können bei vielen Elementen (z. B. Alkalien) weithin verfolgt werden. Allein auch die (p, s-, p, d-) Glieder sind reich entwickelt. Linien höherer Stufe (Funkenlinien, enhanced lines) kommen zwar vor (z. B. Ca, Pb), sind aber relativ selten oder erscheinen nur an den Elektroden oder unter ganz besonderen Bedingungen (z. B. Mg).

Die meisten der Linien zeigen mehr oder minder ausgeprägte Verbreiterung. Manche (gewisse Cd-, Hg-Linien) erstrecken sich über Spektralbereiche von hunderten Å, andere, besonders bei den Platinmetallen, seltenen Erden, der Eisengruppe, haben nur Bereiche von der Größenordnung 0,05 Å. Umkehrungen sind äußerst zahlreich, ja fast die Regel, wenn man nur mit genügender Auf-

[1]) A. FOWLER, Phil. Trans. A Bd. 214, S. 225. 1914; Proc. Roy. Soc. London Bd. 91, S. 208. 1915.

[2]) Auf die SAHA-RUSSELLsche Theorie wird erst in Bd. XXI eingegangen werden.

[3]) H. RUBENS u. v. BAEYER, Phil. Mag. (6) Bd. 21. S. 689, 1911. Berl. Ber. 1911, S. 666; MCLENNAN u. R. C. DEARLE, Phil. Mag. (6) Bd. 30. S. 683, 1915.

lösung untersucht. Offenbar findet in den äußeren Schichten des Bogens eine starke Absorption statt, die die Selbstumkehrung bewirkt. Auch mehrfache Umkehrungen sind, wenn auch nicht eben häufig, nachgewiesen worden. Hierzu paßt die starke anomale Dispersion, die sich in der Nähe vieler Bogenlinien nachweisen läßt.

Den Spektren der Elektrodensubstanzen beigemengt sind die Spektra der umgebenden Atmosphäre sowie eine Reihe von Molekülspektren. Wegen der Wichtigkeit des Kohlebogens soll dessen Emission gesondert besprochen werden. Es kann daher auf dies Beispiel Bezug genommen werden, um so mehr, als in allen Fällen, in denen Kohleelektroden als Träger von Substanzen dienen, sich deren Spektra den Bogenspektren überlagern. Auch hängt die Entwicklung der beigemengten Spektra, wie verständlich, von der Natur und Menge der im Bogen verdampfenden Körper ab. Es handelt sich offenbar um eine Abhängigkeit von den jeweiligen Anregungsspannungen, wenngleich das Verhalten im einzelnen noch der Deutung harrt.

Brennt der Bogen in Luft, so findet man neben einer Reihe von Molekül- (Banden-) -Spektren, die den Elementen selbst (Al) oder Hydriden (z. B. Mg), oder Oxyden (z. B. Fe) zugeschrieben werden, und die bei den wenigsten Elementen fehlen, Bandenspektra oder Linienspektra, die der Einwirkung der umgebenden Atmosphäre entstammen. So fehlt fast nie das ultrarote Sauerstofftriplet; H_α ist manchmal zu sehen, Stickstoff- und Sauerstofflinien oder Banden können bei geeigneten Versuchsbedingungen nachgewiesen werden. Im Ultrarot zeigen die meisten Bogen die CO_2-Banden, die sog. Cyanbanden fehlen kaum jemals, und die HO-Bande bei 3062 ist fast in jedem Metallbogen nachzuweisen, der in Luft brennt[1]. Ebenso erhalten die NO-Banden[2] unter günstigen Bedingungen, z. B. in einem Bogen zwischen Kupferelektroden außerordentliche Stärke. Auch treten unter Umständen die negativen und positiven Stickstoffbanden auf[3].

Nimmt man hinzu, daß alle diese Bestandteile etwa eines Bogens zwischen Metallelektroden nach Intensität und Zusammensetzung stark veränderlich sind, so folgt, daß ein Bogenspektrum keineswegs einen festen Typus darstellt, sondern daß nur unter genau kontrollierten Bedingungen reproduzierbare Verhältnisse geschaffen werden, und daß vorläufig noch die Beschreibung der Bogenspektra eine Unmasse nebeneinanderstehender empirischer Einzelheiten umfaßt.

6. Spezielles über den Kohlebogen. Es bedarf außergewöhnlicher Maßnahmen, um Elektroden herzustellen, die einigermaßen von Verunreinigungen freie Spektra liefern. Neben den Hauptlinien von Na, K, Mg, Ca, Li, B, C[4], Si,[5], Al, Mg findet man in der Regel das Cu-Paar bei 3247, die Resonanzlinie des Quecksilbers[6], die stärksten Linien des Eisens und des Nickels; daneben spurenweise zahlreiche andere, oft recht seltene Elemente. Namentlich gilt dies von Dochtkohlen. Es dominieren neben einigen Linien von Na, Al, Ca die Bandensysteme der Moleküle von Cy, C, im Sichtbaren und Ultraviolett, während im Ultrarot O[7] CO_2, H_2O und die C-Banden vorherrschen. Unterhalb von Cy 3590 finden sich, abgesehen von den Fällen, in denen das Bandensystem von NO[8] oder HO[9] oder C^- stärker hervortritt, keine Banden. Die Gruppe der Silizium-

[1] Zum Beispiel bei Cu, Ag, Mg, Ca, Al, Zn, Fe, Ni, Pb, Cd, Na, Li, K, Si.
[2] Es tritt auf bei Cu-, Ag-, Ca-, Mg-Elektroden, fehlt bei Fe, Ni, Tl, Pb, Cd, Zn, Al.
[3] Zum Beispiel bei Cu, Pt, Ag.
[4] λ 2478,24.
[5] Bei 2700.
[6] λ 2536,65.
[7] Triplet λ 7772, 7774, 7775.
[8] Neg. NO-System.
[9] Besonders die Bande 3062.

linien bei 2510 ist wiederholt irrtümlich als Cy-Bande beschrieben worden. Für das Auge tritt die C-Bande bei 5100 am meisten hervor; photographisch und energetisch ist die Gruppe bei 3883 der intensivste Teil des Kohlebogens. Zusatz von Salzen vieler Metalle schwächt das System der Molekülspektra des Kohlebogens; am meisten trifft dies zu für die Alkalien.

Führt man dem Kohlebogen andere Substanzen zu, so färbt sich in der Regel der Kern am stärksten, die violette Farbe tritt zurück, obwohl das System der Cy-Banden nur wenig geschwächt wird. Ebenso ändert sich die Farbe in anderer Atmosphäre. So färbt sich der Bogen grünlich in einer CO_2-Atmosphäre, er wird fahl in H_2O-Dampf.

7. Andere Arten des Bogens. Es sei zunächst des Bogens zwischen Eisenstäben gedacht, da er seit Beginn der spektroskopischen Forschung als Vergleichslichtquelle benutzt worden ist. Außerdem wird er vielfach wegen seines relativen Reichtums an Linien zu Absorptionsversuchen benutzt, bei denen aus besonderen Gründen keine kontinuierliche Lichtquelle erforderlich ist. Endlich hat er auch Bedeutung als Lichtquelle für ultraviolette Strahlung. Für maßtechnische Zwecke benutzt man ihn in der in Absatz 4 geschilderten Form des Pfundbogens. Es ist selbstverständlich, daß der Eisenbogen, den man zwischen zwei Stäben aus Metall in einfachster Weise brennt, eine Menge von Verunreinigungen enthält: Na, Ka, Mg, Al, Ni, C, Cr, Mn, wozu noch die Spektra einer Anzahl Molekülarten kommen: im Rot Banden eines Eisenoxyds, das der Bogenflamme im äußeren Saume die gelbrote Farbe gibt, während der Kern hellgrün erscheint. Brennt man den Bogen mit geringer Stromstärke, so kommen außerdem noch die Bande 3883 des Cyans, das Bandensystem des NO und die stärkste HO-Bande hinzu. Im Rot ist der Eisenbogen relativ lichtschwach. Im Grün liegen die starken Liniengruppen, die die grüne Farbe bedingen. Die meisten Linien liegen im Blau und Violett. Von 2300 ab sinkt die Intensität des Eisenbogens sehr rasch, nachdem sie schon von 2500 an abgenommen hat. Man sehe auch weiter unten über Emissionsverteilung, Pollinien und Einfluß des Druckes[1]).

Sodann möge die Emission von Effektkohlen kurz erwähnt werden. Sie bieten spektroskopisch nichts besonders Bemerkenswertes. Die Emission der Gasentladung überwiegt, und zwar durch das äußerst intensive Auftreten der Bandenspektra der Halogenverbindungen der Erdalkalien, namentlich der Fluorverbindungen von Sr und Ba, die stabil genug sind, um im Bogen intensiv zu leuchten.

Man hat versucht, Dochtkohlen herzustellen, bei denen durch Mischung linienreicher Spektra, z. B. Eisen mit Uran, Nickel, seltenen Erden, insbesondere Cer, ein einem kontinuierlichen Spektrum bei geringer Dispersion äquivalentes Spektrum hergestellt werden soll. Doch hat sich das Verfahren nicht eingebürgert.

Besondere Bedeutung hat dagegen der Quecksilberbogen, während Amalgamlampen oder Lampen mit anderen Metallen (z. B. Cd) nur zu speziellen Zwecken Verbreitung gefunden haben. Die Emission der Hochdruck- wie der Niederdruck-Quecksilberlampe ist insbesondere nach ihrer lichttechnischen Seite unzählige Male untersucht worden.

[1]) Abbildungen des Eisenbogens in kleinem Maßstab (10 ÅE/mm) in dem Atlas der Emissionsspektren der meisten Elemente von A. HAGENBACH u. H. KONEN. Jena 1905, in etwas größerem Maßstab in dem Werke von J. M. EDER u. E. VALENTA, Atlas typischer Spektren. Wien: Hölder 1908 und endlich in dem Maßstab der Aufnahmen mit großen Gittern (ca. 1 ÅE/mm) in der Abhandlung von H. KAYSER u. RUNGE, Abh. Berl. Akademie, 1880 oder von CH. FABRY u. H. BUISSON, Ann. Obs. Marseille 1903. Wellenlängenkataloge in KAYSER und KONEN, Handb. d. Spektroskopie. Bd. VI u. VII. Leipzig 1924.

Im Niederdruckbogen ist die Intensität des Spektrums im Ultraviolett schwach, die Intensität der grünen Linie überwiegt für das Auge; mit Hilfe von im Handel befindlichen Filtern lassen sich die grüne, die beiden gelben und eine violette Linie leicht aussondern, so daß man eine relativ monochromatische Lichtquelle erhält. Die Linien zeigen Feinstruktur, sind nicht umgekehrt. Im Hochdruckbogen steigt die Linienzahl. Das Spektrum reicht bis zur Durchlässigkeitsgrenze des Quarzes und ist ein Gemisch von Serien und zahlreichen Kombinationslinien. Die Feinstrukturen fließen zusammen, die stärkeren Linien sind selbstumgekehrt und verbreitert, die eigene Absorption schwächt zuletzt die Intensität des Spektrums im Ultraviolett. Neben den Linien treten bei weiterer Intensitätssteigerung diffuse Banden und ein schwacher kontinuierlicher Grund auf. Die Ansatzstellen des Bogens an den Oberflächen der flüssigen Elektroden zeigen ein noch linienreicheres Spektrum. Die Entladungsbahn ist umgeben von einer Aureole, die nachleuchtet, aus angeregtem Dampf besteht und ein besonderes Spektrum zeigt. Bei Verwendung einer Quarzglaslampe nimmt die Intensität im Ultraviolett nach längerer Brenndauer ab. Es bildet sich auf der Innenwand ein einige hundertstel Millimeter dicker Niederschlag einer stark absorbierenden Substanz, die in den Quarz eingebettet ist und möglicherweise aus freiem Silizium besteht. Diese dünne Haut absorbiert vorzugsweise das Ultraviolett.

Das Quecksilberbogenspektrum ist wegen seiner beqemen Handhabung vielfach in Gebrauch zu Versuchen über Einwirkung ultravioletten Lichtes bei chemischen und biologischen Experimenten, in der photographischen Technik, als Versuchsspektrum, zu Anregungszwecken bei Lumineszenzversuchen usw.

8. Räumliche Verteilung der Emission im Bogen[1]). Es sei zunächst nur von dem Gleichstrombogen die Rede, der stationär brennt. Der Kohlebogen stellt sich alsdann dar als ein eiförmiges Gebilde, das aus Schichten verschiedener Färbung besteht. Der innerste, zugleich an die weißglühenden Elektroden angrenzende Kern hat intensive violette Färbung. Hier sind die Linien der Elemente zu finden, die als Verunreinigung in den Elektroden enthalten sind neben den Banden des Cyans und des Kohlenstoffs. Die Emission der äußeren Hülle ist geringer. Sie gibt der Hülle eine mehr grünliche Farbe, die teils von dem Vortreten der Kohlebanden, teils von anderen Bandenspektren herrührt. Im äußersten Saum findet man aktivierten Stickstoff und Oxydationsprodukte des Stickstoffs und des Kohlenstoffs mit ihren Bandenspektren.

Wenn Metallelektroden benutzt werden oder Salze in den Elektroden enthalten sind, so tritt die Dampfentwicklung aus den Elektroden besonders deutlich hervor. Der Bogen ist dann geradezu als ein Gebilde von zwei gefärbten Dampfstrahlen beschrieben worden, die sich in der Mitte berühren und miteinander verfließend, die eigentliche Bogenflamme bilden. Die Berührung der beiden einzelnen Dampfstrahlen oder „Flammen“ soll angeblich die Bedingung für das Bestehen des Bogens sein.

Über den Aufbau des Metallbogens aus Schichten liegen eine Reihe von Beobachtungen vor, namentlich von LENARD[2]), seinen Mitarbeitern und Schülern, die jedoch von anderer Seite anders gedeutet werden. In ähnlicher Weise, wie dies von WATTEVILLE an Flammen gefunden ist, sollen die verschiedenen Liniensysteme in verschiedenen sich durchdringenden und verschieden großen Volumen des Bogens gefunden werden, so daß „Hohlflammen“ entstehen, die ineinander geschachtelt sind und den verschiedenen Seriensystemen entsprechen. Von

[1]) Die Zahl der Beobachtungen über dies Thema ist sehr groß. Die ersten Versuche zur Photographie der Verteilung sind von A. CROVA, C. R. Bd. 116, S. 1343. 1893 gemacht worden.
[2]) PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) Bd. 11, S. 636. 1903.

anderen Beobachtern wird jedoch nur eine verschiedene Ausdehnung der Emission der einzelnen Linien gefunden und dies auf thermische Einflüsse oder die Verteilung der Stromlinien zurückgeführt. Daß die Anregungsbedingungen für die verschiedenen Anregungsstufen in verschiedenen Teilen des Bogens verschieden sind, kann nicht bestritten werden und ist leicht nachzuweisen. Ebenso ist einleuchtend, daß die Anregungsbedingungen für höhere Energiestufen im Innern des Bogens günstiger sind, doch handelt es sich nur um relative Häufigkeiten, so daß von vollkommenen Hohlflammen kaum gesprochen werden kann.

Bildet man einen Bogen so auf einem Spalt ab, daß der Spalt senkrecht steht auf der Achsenrichtung des Bogens, so erscheinen die Linien verschieden lang (LOCKYERS Methode der langen und kurzen Linien), die Länge gruppiert die Linien zunächst nach ihrer Intensität. Dies gilt für diejenigen Linien, die in allen Schichten des Bogens zu finden sind, z. B. für die Glieder niedriger Ordnungszahl der „Hauptserien"; daneben macht sich aber auch noch eine Gruppierung geltend in dem Sinne, daß im Kerne des Bogens die Linien höherer Anregung vorkommen und relativ verstärkt sind. Endlich finden sich in den Außenpartien des Bogens besonders zahlreich die Banden [Molekülspektra[1]]. So führte z. B. KING einen Vergleich verschiedener Linien mit den fünf Klassen durch, die er bei Anregung in einem Ofen findet[2]). Man sehe auch den folgenden Abschnitt.

9. Pollinien. In ähnlicher Weise, wie die Verteilung der Emission in sagittaler Richtung verschieden ist, ist sie es in axialer. Es liegen zahlreiche Beobachtungen vor über das Auftreten von Linien in der Nähe der Elektroden, die Verteilung ihrer Emission und die Änderungen der Wellenlänge, die man in der Nähe der Elektroden findet und für die verschiedene Ursachen gesucht werden. Besonders wertvoll sind die Beobachtungen, bei denen reelle Bilder der Lichtquelle in den einzelnen Linien erzeugt werden (Protuberanzenmethode) oder bei denen die Spektra der verschiedenen Bogenteile sorgfältig getrennt wurden. Wie die Arbeiten von BALDWIN[3]), FABRY und BUISSON[4]), HAGENBACH[1]), ÖLLERS[5]), KOENEMANN[6]), HUPPERS[7]), OLDENBERG[8]), PUCCIANTI[9]) u. a. zeigen, treten in unmittelbarer Nähe der Elektroden besonders im ultravioletten Teile des Spektrums Linien auf, die in der Mitte des Bogens fehlen. Nicht nur ist die Zahl der Linien bedeutend größer, sondern auch ihre Breite nimmt von den Elektroden zur Mitte des Bogens hin ab, während andere Teile der Bogenemission, z. B. manche Molekülspektra, sich umgekehrt verhalten. Ein Bogen zwischen Kupfer- oder Eisenelektroden liefert hierfür eine Menge auffallender Beispiele. Ein großer Teil der in der Nähe der Elektroden auftretenden Linien gehört außerdem höheren Anregungsstufen an (Funkenlinien), ohne daß das Polspektrum mit dem gewöhnlichen Funkenspektrum identisch wäre. Es liegt nahe, die Verteilung der elektrischen Kräfte im Bogen für dies Auftreten der Funkenlinien verantwortlich zu machen. Allein es fehlt bisher an einer genauen Untersuchung über die wirkliche Verteilung des elektrischen Feldes bzw. die wirklichen An-

[1]) Man vgl. auch z. B. A. HAGENBACH, Arch. sc. phys. et nat. (4) Bd. 31, S. 549. 1911; H. HERTENSTEIN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 11, S. 69 u. 119. 1912.

[2]) A. S. KING, Astrophys. Journ. Bd. 37, S. 239. 1913; Bd. 28, S. 300. 1908 und zahlreiche andere Publikationen.

[3]) C. BALDWIN, Phys. Rev. Bd. 3, S. 370 u. 448. 1895.

[4]) CH. FABRY u. H. BUISSON, Journ. de phys. (4) Bd. 9, S. 929. 1910; W. BECKMANN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 4, S. 335. 1906.

[5]) H. ÖLLERS, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 10, S. 374. 1912.

[6]) H. KOENEMANN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 12, S. 66 u. 123. 1913.

[7]) W. HUPPERS, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 13, S. 460. 1914.

[8]) O. OLDENBERG, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 13, S. 133. 1913.

[9]) L. PUCCIANTI, Cim. (5) Bd. 14, S. 218. 1907.

regungsbedingungen. Wie dem aber auch sein mag: jedenfalls hat es sich gezeigt, daß die praktische Wellenlänge der Bogenlinien, also der Schwerpunkt der Linien, der für interferometrische oder Gittermessungen entscheidend ist, ein anderer ist in der Nähe der Elektroden als in der Mitte des Bogens. Dieser sog. Poleffekt ist von Goos[1]) entdeckt worden. Ob es sich um einen Druckeffekt handelt, ist zweifelhaft, obwohl die Klassifizierung der Linien nach der Größe des Poleffektes[2]) zusammenfällt mit der Klassifizierung nach der Größe der Druckverschiebung[3,4]). Ebenso ist wenigstens mit der Möglichkeit zu rechnen, daß es sich um eine Verbreiterung handelt, die sich praktisch als Schwerpunktsverschiebung auswirkt. Jedenfalls aber ist an der Existenz dieses Effektes nicht zu zweifeln. Er beträgt einige hundertstel ÅE. im Maximum. Nach dem Vorgange von GALE und ADAMS[5]) teilt man die Bogenlinien nach ihrem Verhalten in fünf Klassen ein, *a* bis *e*, je nach der Größe ihres Pol- bzw. Druckeffektes[6]). Handelt es sich um sehr genaue Messungen, also bis auf tausendstel ÅE., so sind nur die Strahlen brauchbar, die von einem kleinen in der Mitte eines mindestens 1,2 cm langen Bogens entnommenen axialen Stück von ca. 1,2 mm Länge entstammen, wenn irgend möglich nur Linien der Klassen *a* und *b*. Es scheint fast, daß zahlreiche kleine Differenzen, die sich bei der Bestimmung sekundärer und tertiärer Wellenlängennormalen ergeben haben, auf den Einfluß dieses Poleffektes zurückzuführen sind, dem danach auch eine erhebliche praktische Bedeutung zukommt. Im Vakuum verschwindet mit dem Druckeffekt auch der Poleffekt, so daß aus diesem Grunde vielfach der Vakuumbogen als Standardlichtquelle empfohlen worden ist. Man vergleiche hierzu ferner Kapitel 25 in diesem Band.

Bezüglich des Verhaltens an den beiden Polen eines Gleichstrombogens zeigen verschiedene Elemente ein verschiedenes Verhalten. Zum Beispiel sind (immer unter Voraussetzung der Verwendung von Metallelektroden) bei Silber und Kupfer die meisten Funkenlinien am negativen Pol verstärkt. Das gleiche gilt von Mg und Ca, während bei Al die Funkenlinien am positiven Pol verstärkt sind.

Zur Erklärung des Auftretens der Pollinien sind verschiedene Umstände herangezogen worden. So hat man an das Auftreten von elektrischen Schwingungen gedacht[7]), ohne daß es jedoch möglich wäre, solche nachzuweisen. HEMSALECH[8]) hat bereits lange vor der Entwicklung der Lehre von den Anregungsstufen und Spektren verschiedener Ordnung darauf hingewiesen, daß man verschiedene Klassen von Funkenlinien unterscheiden müsse und hat in diesem Zusammenhange auch vorgeschlagen, die Erklärung dieser Mannigfaltig-

---

[1]) F. Goos, Astrophys. Journ. Bd. 38, S. 141. 1913; ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 11, S. 305. 1912; Bd. 12, S. 259. 1913.

[2]) CH. ST. JOHN u. H. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 42, S. 231. 1915; Bd. 53, S. 260. 1921.

[3]) W. DUFFIELD, Astrophys. Journ. Bd. 24, S. 260. 1908.

[4]) Man vgl. ST. JOHN u. H. D. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 42, S. 231. 1915; W. F. MEGGERS, Astrophys. Journ. Bd. 60, S. 60. 1924; G. WOLFSOHN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 80, S. 415. 1926; H. D. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 66, S. 256. 1927.

[5]) H. G. GALE u. W. S. ADAMS, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 10. 1912; Bd. 37, S. 391. 1913.

[6]) *a* bis 0,004 Å/Atmosph. Rotverschiebung, *b*, *c*, *d* Verschiebung steigend bis 0,02 Å/Atm. *e* einzelne Linien, die nach Violett verschoben, bei höheren Drucken unmeßbar sind.

[7]) P. LUDEWIG, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 643. 1913; W. DUFFIELD, Astrophys. Journ. Bd. 27, S. 260. 1908; LA ROSA, Rendic. Acc. Lincei (5) Bd. 17, S. 200. 1908; Mem. Acc. Lincei (5) Bd. 7, S. 451. 1908; Ann. d. Phys. (4) Bd. 29, S. 249. 1909; K. W. WAGNER, Dissert. Göttingen 1910.

[8]) G. HEMSALECH, Trans. Solar Union Bd. 4, S. 143. 1914.

keit anzupassen. Auch DUFFIELD[1]) und andere haben ähnliche Gedanken geäußert. Dann haben ROSSI[2]) und wieder andere nach Gradienten gesucht, die das Auftreten der Linien erklären sollen und auch versucht, die relative Größe des Anoden- bzw. Kathodenfalles heranzuziehen zur Erklärung des Verhaltens der beiden Pole in jedem Spezialfall. In welcher Richtung die Erklärung zu finden ist, hat schon frühzeitig KOENEMANN[3]) angegeben und kann heute nicht mehr zweifelhaft sein. Allerdings ist bei der Komplikation der Verhältnisse praktisch zunächst nicht viel damit gewonnen. Denn wenn schon die Vorgänge in der positiven Säule bei geringen Drucken erst neuerdings einigermaßen geklärt werden, so reicht dieser Anfang bei weitem nicht aus für die Vorgänge in der Bogenentladung, bei denen außer den komplizierten elektrischen Bedingungen noch die chemischen Vorgänge und die Verdampfung der Elektroden dazu beitragen, die Zahl der zu berücksichtigten Faktoren ins Ungemessene zu steigern[4]). Erwähnt sei noch, daß ein Zusammenhang zwischen der Termgröße und dem Poleffekt zu bestehen scheint. So ist es CATALÁN[5]) sogar gelungen, aus der Regel, daß die Schwingungszahländerung eine stetige Funktion der beiden in jede Linie eingehenden Terme ist, so daß $\Delta\nu$ abnimmt, wenn die Termsumme wächst, zwei neue Multipletts im Eisenspektrum aufzufinden. Doch ist diese Regel sicher nicht allgemein gültig[6]).

10. Chemismus des Bogens, Druck im Bogen, Bewegungen der Bogenflamme. Die hier angeführten Gegenstände gehören teils der Chemie, teils der Lehre von den Gasentladungen an. Es sollen daher nur einige Bemerkungen angeführt werden, die im Hinblick auf die Emission des Bogens zu berücksichtigen sind.

Infolge der hohen Temperatur, der Zerstäubung der Elektroden, der Stoßionisation und der intensiven ultravioletten Strahlung ist der Bogen der Ort zahlreicher und komplizierter chemischer Prozesse, die von hoher spektroskopischer Bedeutung sind. Daß im Kohlebogen der Kohlenstoff verdampft, ist schon in alter Zeit nachgewiesen worden. Bei Gegenwart von H bildet sich Azetylen, wenn zugleich N gegenwärtig ist, Cyanwasserstoff. Daß sich auch Cyan bildet, ist manchmal bestritten worden, kann aber doch als bewiesen gelten. Hinzu kommen die Oxydationsvorgänge, die sich auf den Stickstoff der Luft und den Kohlenstoff erstrecken und mannigfache Sekundärprodukte liefern, zumal wenn auch Metall- oder Salzdämpfe anwesend sind. In der Aureole findet man neben Oxydationsvorgängen auch aktivierten Stickstoff und Sauerstoff. Hierzu kommt je nach der Natur der Elektroden eine Wolke fein verteilten Metall- oder Oxydstaubes, der unter Umständen kolloidale Formen zahlreicher Körper liefert. Dies zeigt sich besonders deutlich, wenn man den Bogen unter geeigneten Flüssigkeiten, z. B. in reinem Wasser, brennen läßt. Mit der Atmosphäre wechselt natürlich der Chemismus. In einer Wasserstoffatmosphäre erhält man z. B. eine Reihe sonst nicht nachgewiesener Hydride. Bei der hohen Temperatur wirkt der Bogen andererseits auch stark reduzierend. Man erhält daher die Linienspektra der meisten Elemente aus ihren Verbindungen, allerdings vielfach Molekülspektra der Elemente und manchmal auch Molekülspektra der

[1]) W. DUFFIELD, Astrophys. Journ. Bd. 27, S. 260. 1908.

[2]) R. ROSSI, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 279. 1912.

[3]) H. KOENEMANN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 12, S. 66 u. 123. 1913.

[4]) Weiteres Material über den Poleffekt: W. F. MEGGERS, Astrophys. Journ. Bd. 60, S. 60. 1920; R. G. GALE, ebenda Bd. 45, S. 142. 1917; T. R. ROYDS, ebenda Bd. 45, S. 112. 1917; CH. ST. JOHN u. H. D. BABCOCK, ebenda Bd. 42, S. 231. 1915; M. PETERSEN u. S. B. GREEN, ebenda Bd. 62, S. 49. 1925; G. WOLFSOHN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 80, S. 415. 1926; M. CATALÁN, Nature Bd. 113, S. 889. u. Bd. 114, S. 192. 1924.

[5]) M. CATALÁN, Nature Bd. 114, S. 192. 1924.

[6]) Vgl. G. WOLFSOHN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 80, S. 417. 1926.

Verbindungen (z. B. der Halogenverbindungen der Erdalkalien) neben her. Bringt man Salze in einen Kohlebogen, so entstehen, wie mehrfach nachgewiesen worden ist, auch Karbide der Metalle, auf deren Entstehung gewisse Eigentümlichkeiten in der Emissionsverteilung im Kohlebogen zurückgeführt worden sind. Die hohe Temperatur und die elektrischen und optischen Anregungsvorgänge bewirken außerdem eine komplizierte Art der Ionisierung. So lassen sich allgemeine Aussagen über die Vorgänge in einem Bogen kaum machen. Am weitesten kommt man noch mit dem Begriff der Temperatur etwa in dem Sinne der SAHA-RUSSELLschen Theorie. Bogenentladungen sind daher vorzüglich geeignet als lichtstarke, linienreiche, bequeme Lichtquellen für analytische und Meßzwecke, nicht jedoch zur Untersuchung von Einzelfragen der Mechanik des Leuchtens.

Die Frage, ob in einer Bogenentladung, sei es im ganzen, sei es in einzelnen Teilen, ein Überdruck gegen die Umgebung herrsche, ist schon frühzeitig aufgeworfen worden. Der Umstand, daß manchmal aus den Elektroden Dampfstrahlen mit erheblicher Geschwindigkeit ausgestoßen werden, legte die Annahme nahe, daß an den Elektroden selbst Überdruck bestehen könnten, die man etwa mit Manometern an durchbohrten Elektroden messen könnte. Ältere Versuche von DEWAR[1]) ergaben unsicher schwankende Werte von Bruchteilen eines Millimeter, während EXNER und MACHE[2]) den Überdruck auf 2 bis 3 Atm. schätzten. Aus zahlreichen Versuchen sei nur erwähnt, daß man auch versucht hat, den obenerwähnten Poleffekt als Druckeffekt zu deuten und daraus den Überdruck an den Elektroden zu berechnen. So fand GOOS[3]) z. B. etwa $^1/_3$ Atm. während andere wie LANG[4]) bis zu 1 Atm. finden. Allein solche Überdrucke sind, wie mit Recht[5]) mehrfach hervorgehoben worden ist, unwahrscheinlich.

Auch am Quecksilbervakuumbogen sind manche Messungen in der gleichen Richtung angestellt worden, vor allem im Sinne eines Vergleiches zwischen dem Druck an der Anode und Kathode. Wir übergehen die mannigfaltigen vorliegenden Arbeiten. MATTHIES[6]) dürfte im Recht sein, wenn er schließt, daß ein etwaiger Überdruck, der indes nur von der Größenordnung eines Millimeters sein kann, mit den elektrischen Vorgängen im Bogen nichts zu tun hat, sondern nur von dem Dampfdruck bzw. den Kondensationsvorgängen an den Elektroden abhängt. Nach alledem scheint es, daß man für die Wellenlängenkorrekturen neben dem Druck der äußeren Atmosphäre lediglich einen Poleffekt bisher nicht völlig geklärter Ursache zu berücksichtigen hat.

Da die Bogenflamme eine leicht bewegliche Gasmasse ist, so können in ihr schnelle Bewegungen eintreten, die sich unter Umständen als Dopplereffekt bemerkbar machen, wie z. B. DUFOUR[7]) u. a. gezeigt haben. Dies gilt besonders von dem zischenden Bogen und für einen in einem Magnetfeld brennenden Bogen.

---

[1]) J. DEWAR, Proc. Roy. Soc. London Bd. 33, S. 262. 1881.

[2]) E. EXNER u. H. MACHE, Wied. Ann. Bd. 68, S. 740. 1899; s. auch W. MITKIEWITSCH, Journ. russ. phys. Ges. Bd. 35, S. 307 u. 503. 1903; W. STRUTT, Proc. Roy. Soc. London Bd. 90, S. 364. 1914; Bd. 91, S. 92. 1914.

[3]) F. GOOS, Astrophys. Journ. Bd. 38, S. 141. 1913; ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 12, S. 207. 1913.

[4]) J. LANG, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 15, S. 223. 1915. Man sehe auch CH. ST. JOHN u. L. WARE, Astrophys. Journ. Bd. 39, S. 5. 1914; CH. ST. JOHN, Proc. Nat. Acad. Amer. Bd. 1, S. 131. 1915; CH. ST. JOHN u. H. BABCOCK, ebenda Bd. 1, S. 295. 1915; Astrophys. Journ. Bd. 42, S. 231. 1915; T. ROYDS, Kodaì Kanal Bull. Bd. 40, S. 5. 1914; K. BURNS u. W. MEGGERS, Bull. Bureau of Stand. Bd. 12, S. 179. 1916 u. a. m.

[5]) Man s. LANG, l. c. S. 223 sowie ST. JOHN u. H. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 42, S. 231. 1915.

[6]) W. MATTHIES, Ann. d. Phys. (4) Bd. 37, S. 721. 1912; dort weitere Literatur.

[7]) Man sehe BIEGON V. CZUDNOCHOWSKI, Phys. ZS. Bd. 4, S. 845. 1903; A. DUFOUR, Ann. chim et phys. (8) Bd. 22, S. 282. 1911; W. G. CADY, Phys. Rev. (2) Bd. 35, S. 77. 1912; (2) Bd. 2, S. 249. 1913 u. a. m.

Durch die schnelle Bewegung können ferner infolge der Superposition von Emissionszuständen verschiedener Stadien Pseudoumkehrungen oder scheinbare mehrfache Umkehrungen an Linien entstehen.

11. Form des Bogens, Umkehrungserscheinungen. Im ganzen hat der Bogen zwischen vertikalen Elektroden eine ellipsoidische Form, aus der in wechselnder Lage seitlich die Spitze einer Flamme nach oben strebt. Beobachtet man also senkrecht zur vertikalen Achse, so erhält man die Emission einer aus Schichten verschiedener Temperatur, Stromdichte, Zusammensetzung und Dampfdichte gebildeten Gasschicht. Bei Beobachtung der äußersten Dampfschicht in tangentialer Richtung erhält man daher scharfe Linien, häufig mit Feinstruktur, in der Regel die Grundzustände der Atome und Kombinationen leicht erreichbarer Terme. Bei axialer Beobachtung steigt die Linienzahl, die intensiveren Linien zeigen Verbreiterungserscheinungen und namentlich im ultravioletten Teil in der Regel Umkehrungen (Selbstumkehrung) infolge des Durchganges der Strahlung durch den dünnen peripherischen Dampf. Häufig erscheinen auch bei Benutzung von Kohleelektroden die Linien gegen die weißglühenden Partien der Elektroden umgekehrt. Auch echte Doppelumkehrungen treten auf als Zeichen der komplizierten Dampfverteilung. Daß in den äußeren Partien eine starke Absorption stattfindet, ist vielfach auch durch den Nachweis intensiver anomaler Dispersion erwiesen worden. Ein Bogenspektrum ist, wie schon hervorgehoben, somit keineswegs ein feststehendes Gebilde. Das Aussehen des erhaltenen Spektrums hängt von der Länge, Stromstärke und Beobachtungsrichtung des Bogens in hohem Maße ab, so daß der Begriff des Bogenspektrums, so wie er vielfach in der Literatur benutzt wird, zwar einen historisch bestimmten Sinn hat, indessen nicht auf wirkliche Bogenspektra angewendet werden kann.

12. Einfluß des Außendruckes und der Atmosphäre. Hier soll nur von dem Einfluß des Außendruckes die Rede sein, insofern er sich in der Strahlung des Bogens zeigt. Man vergleiche für lichttechnische Zusammenhänge diesen Band, Kapitel 15 sowie den Artikel Bogenentladung von A. HAGENBACH in Band XIV. Bei bedeutender Steigerung des Druckes treten die Wellenlängenänderungen ein, die in der Regel mit steigendem Druck nach Rot, für relativ wenige Linien nach dem violetten Ende des Spektrums gehen und hier nicht besprochen werden sollen. Die einzelnen Spektra verhalten sich verschieden, Molekülspektra anders als Linienspektra. Man findet eingehende Beschreibungen der spektralen Vorgänge bei HUMPHREYS[1]), HAGENBACH[2]), DUFFIELD[3]), KING[4]), SWAIM[5]), HARRIS[6]), MILLER[7]), CREW und MC CAULY[8]), PETERSEN und GREEN[9]), PETAVEL und HUTTON[10]) u. a. Man vergleiche auch die Beobachtungen von KING[11]) bei Drucksteigerung in einem elektrischen Ofen.

---

[1]) W. J. HUMPHREYS, Astrophys. Journ. Bd. 4, S. 249. 1896; Bd. 6, S. 109. 1897; Bd. 22, S. 217. 1905; Bd. 26, S. 18. 1907; Bd. 27, S. 200. 1908; Bull. Mt. Weather Bd. 3, S. 1. 1910; Jahrb. d. Radioakt. Bd. 12, S. 349. 1915.

[2]) A. HAGENBACH, Wüllner-Festschr. 1905, S. 128.

[3]) W. G. DUFFIELD, Proc. Roy. Soc. London Bd. 79, S. 597. 1907; Astrophys. Journ. Bd. 26, S. 374. 1907; Phil. Trans. A Bd. 208, S. 111. 1908; Bd. 209, S. 205. 1908; Bd. 211, S. 33. 1911; Phil. Mag. (6) Bd. 30, S. 385. 1915; Phil. Trans. (A) Bd. 215, S. 205. 1915 u. a.

[4]) A. S. KING, Astrophys. Journ. Bd. 37, S. 119. 1913 und viele andere Arbeiten; s. auch H. GALE u. W. ADAMS, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 10. 1912.

[5]) F. SWAIM, Astrophys. Journ. Bd. 40, S. 137. 1914.

[6]) R. E. HARRIS, Astrophys. Journ. Bd. 59, S. 261. 1924.

[7]) L. F. MILLER, Astrophys. Journ. Bd. 53, S. 224. 1921.

[8]) H. CREW u. G. MC CAULY, Astrophys. Journ. Bd. 39, S. 29. 1914.

[9]) M. PETERSEN u. S. B. GREEN, Astrophys. Journ. Bd. 62, S. 49. 1925.

[10]) J. PETAVEL u. R. HUTTON, Phil. Mag. (6) Bd. 6, S. 569. 1903 und viele andere.

[11]) A. S. KING, s. Anm. 4.

Verringert man den Druck unter eine Atmosphäre, so nimmt das umgebende Gas in steigendem Maße an der Entladung teil. Der Raum, in dem der Bogen brennt, füllt sich bei sinkendem Drucke mit der Bogenaureole, und es bilden sich Übergangsformen zwischen der Bogen- und der Glimmentladung. Je nach den Versuchsbedingungen überwiegt die Entladung an dem positiven oder negativen Pole. Im allgemeinen nimmt die spezifische Intensität des Bogenlichtes ab, wobei die relative Intensität der Funkenlinien verstärkt wird. Die Linien werden schärfer, die Umkehrungen weniger zahlreich. Auf die stabilen Formen und ihre Charakteristiken kann hier nicht eingegangen werden. Bei den tiefsten Drucken, bei denen überhaupt noch eine Entladung möglich ist und bei denen die Bogenentladung durch künstliches Glühen der Kathode (evtl. nach vorheriger Bedeckung mit geeigneten Oxyden) aufrechterhalten wird, verdampft nur noch die Anode, und man erhält an ihr Linien und häufig auch intensive Bandenspektra der Anodenmetalle. Neben manchen anderen hierfür angegebenen Versuchsanordnungen sei hier nur diejenige von JANICKI und LAU erwähnt.

Zur Kennzeichnung der Verhältnisse seien noch einige Beispiele angeführt. Schon LEHMANN[1]) hatte zwei verschiedene Formen des Kupferbogens bei vermindertem Drucke unterschieden. ARONS[2]) untersuchte eine Reihe von Metallen, z. B. Cu, Mg und Fe und beschrieb die Färbung und Beschaffenheit der verschiedenen Bogenformen. FOWLER und PAYN[3]) untersuchten bei 1 bis 2 mm Mg und Cd und fanden relative Intensitätsänderungen, die Bogenlinien geschwächt, neue Banden. Anordnungen mit Glühkathoden und Drucken von weniger als 0,1 mm wurden zuerst beschrieben von WIEDEMANN und WEHNELT[4]), dann von JANICKI[5]), REISMANN[6]) u. a. Hier wurden eine große Zahl von Elementen als Anoden benutzt und die entstehenden lichtstarken Linien- und Bandenspektra untersucht. Auch seien an dieser Stelle die Amalgamlampen von STARK und KÜCH[7]) erwähnt, in denen in Quarzgefäßen Quecksilberamalgame von Cr, Zn, Pb, Bi, Sb und Sn verwendet werden.

Ähnliche Anordnungen, wie soeben erwähnt, sind von PETAVEL und HUTTON[8]) sowie von BARNES[9]) angegeben worden, ebenso von BROOKS[10]), CHILD[11]) und besonders von HAGENBACH[12]). Dieser untersucht einen Kupferbogen bei Drucken zwischen 760 und 1 mm in verschiedenen Gasen und gibt eine Fülle spektroskopischer Einzelheiten. Aus zahlreichen anderen Untersuchungen seien nur noch angeführt die sorgfältigen Untersuchungen von HAGENBACH und VEILLON[13]), BANDERET[14]), FABRY und BUISSON[15]), die den Eisenbogen untersuchten, LA ROSA[16]), dessen Untersuchung sich auf den Kohlebogen bezieht, GALE und ADAMS[17]),

[1]) O. LEHMANN, Ann. d. Phys. (3) Bd. 55, S. 361. 1895.
[2]) L. ARONS, Ann. d. Phys. (4) Bd. 1, S. 700. 1900.
[3]) A. FOWLER u. H. PAYN, Proc. Roy. Soc. London Bd. 72, S. 253. 1903.
[4]) E. WIEDEMANN, Phys. ZS. Bd. 6, S. 690. 1905.
[5]) L. JANICKI, Ann. d. Phys. (4) Bd. 29, S. 833. 1909.
[6]) B. REISMANN, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 13, S. 269. 1914.
[7]) J. STARK u. R. KÜCH, Phys. ZS. Bd. 56, S. 438. 1905.
[8]) J. PETAVEL u. R. HUTTON, Phil. Mag. (6) Bd. 6, S. 569. 1903.
[9]) J. BARNES, Astrophys. Journ. Bd. 21, S. 74. 1905; Phys. ZS. Bd. 6, S. 148. 1905; Astrophys. ZS. Bd. 27, S. 152. 1908; Bd. 34, S. 154. 1917.
[10]) E. BROOKS, Astrophys. Journ. Bd. 29, S. 127. 1909.
[11]) J. CHILD, Phys. Rev. (1) Bd. 29, S. 229. 1909; Bd. 20, S. 364. 1905.
[12]) A. HAGENBACH, Phys. ZS. Bd. 40, S. 649. 1909.
[13]) A. HAGENBACH u. J. VEILLON, Phys. ZS. Bd. 11, S. 833. 1910.
[14]) E. BANDERET, Verh. d. naturf. Ges. Basel Bd. 23, S. 268. 1912.
[15]) J. FABRY u. H. BUISSON, Journ. de phys. (4) Bd. 90, S. 929. 1910; C. R. Bd. 150, S. 1674. 1910.
[16]) M. LA ROSA, Cim. (6) Bd. 4, S. 172. 1912.
[17]) H. GALE u. W. ADAMS, Astrophys. Journ. Bd. 37, S. 391. 1913.

die Druckverschiebungen von 5 cm Druck an aufwärts messen, CREW und McCAULEY[1]), die Kalzium untersuchen, FOWLER[2]), der Magnesium untersucht sowie endlich aus neuester Zeit die Untersuchung von WOLFSOHN[3]) über das Spektrum des Kupfers und BABCOCK[4]) über das Spektrum des Eisens. Bei WOLFSOHN findet man Beispiele von Aufnahmen mit großer Dispersion, die den Unterschied des Aussehens der Linien zeigen, ferner Messungen über die Druckverschiebungen, die in diesem besonderen Falle alle nach dem violetten Ende des Spektrums gehen, wenn man den Druck vermindert u. a. m. Eine eingehende Diskussion aller dieser Beobachtungen ist an dieser Stelle nicht möglich. Ein Teil der Erscheinungen läßt sich aus der verminderten Dampfdichte unschwer verstehen. Dagegen sind andere offenbar komplizierter Natur, wie etwa die Änderung der Anregungsbedingungen, wie sie sich in den Intensitätsänderungen der Bogen- und Funkenlinien zeigt und auch das Auftreten der Molekülspektra. Die Natur des Druckeffektes bleibt endlich an dieser Stelle ganz außer Betracht.

13. Einfluß der Atmosphäre[5]). Nicht nur der Druck der umgebenden Atmosphäre hat großen Einfluß auf die Emission des Bogens. Auch die chemische Natur der umgebenden Gase ändert Intensität und Zusammensetzung der Emission und Absorption der Bogenflamme. Bei einer großen Zahl der im vorigen Abschnitt genannten Versuche ist zugleich der Einfluß verschiedener Gasfüllungen auf die Bogenspektra geprüft worden. Dabei zeigte sich sogleich, daß sich der Einfluß der Atmosphäre nicht darauf beschränkt, daß neue Linien- oder Molekülspektra auftreten, z. B. in einer Kohlenoxydatmosphäre die verschiedenen Bandenspektra des Kohlenstoffs und seiner Sauerstoffverbindungen. Vielmehr zeigt sich auch ein Einfluß auf die Linien- und Bandenspektra der Elektroden. Unter Umständen, z. B. in Wasserstoff, treten Funkenlinien stärker hervor; die Intensitätsverteilung im gesamten Spektrum wird eine andere usw. Ganz besonders gilt dies auch von dem Einfluß einer Atmosphäre von Edelgasen. Man wird nach der neueren Entwicklung der Lehre von der Anregung erwarten dürfen, daß hier die Übertragung der Energie durch angeregte, evtl. metastabile Zustände der Atome des Atmosphärengases eine Rolle spielt. Allein vorläufig befindet sich das Beobachtungsmaterial, wenige Ausnahmen abgesehen, wie z. B. die Versuche über Minimalspannungen von Bogenentladungen, in gewissen Metalldämpfen noch nicht in dem Zustande, der es gestattet, allgemeine Regeln aufzustellen.

14. Quecksilberbogenlampe. In diesem Zusammenhange muß wenigstens kurz der Emission der Quecksilberbogenlampe gedacht werden. Wegen ihrer technischen Bedeutung und Konstruktion vergleiche man Kapitel 15, Abschnitt B

---

[1]) H. CREW u. G. V. Mc CAULEY, Astrophys. Journ. Bd. 39, S. 29. 1914.

[2]) A. FOWLER, Proc. Roy. Soc. London Bd. 89, S. 133. 1913.

[3]) G. WOLFSOHN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 80, S. 415. 1926.

[4]) J. BABCOCK, Astrophys. Journ. Bd. 66, S. 256. 1927. Man siehe auch SAUNDERS, ebenda Bd. 43, S. 224. 1916.

[5]) Wir geben einige Literatur, in der der Leser näheren Aufschluß findet. Z. B.: J. LIVEING u. J. DEWAR, Proc. Roy. Soc. London Bd. 28, S. 367 u. 471. 1879; Bd. 30, S. 173. 1880; Bd. 31, S. 152. 1880; Bd. 32, S. 189. 1881; Bd. 34, S. 123. 1882; N. BROWN, Phys. Rev. (1) Bd. 7, S. 210. 1898; L. THOMAS, C. R. Bd. 419, S. 728. 1894; L. ARONS, Phys. ZS. Bd. 1, S. 53. 1899; Ann. d. Phys. (4) Bd. 1, S. 700. 1900; H. CREW u. O. BASQUIN, Proc. Amer. Acad. Bd. 33, S. 337. 1898; H. CREW, Astrophys. Journ. Bd. 12, S. 167. 1900; A. S. KING, ebenda Bd. 14, S. 323. 1901; R. A. PORTER, ebenda Bd. 15, S. 274. 1902; C. D. CHILD, Ber. Jahrb. d. Radioakt. Bd. 3, S. 189. 1906; J. BARNES, Astrophys. ZS. Bd. 34, S. 154. 1911 und zahlreiche andere Arbeiten. A. HAGENBACH u. H. VEILLON, Phys. ZS. Bd. 11, S. 833. 1910 u. a. m.; W. L. UPSON, Phil. Mag. (6) Bd. 14, S. 126. 1907; H. KONEN, Festschr. med. naturwiss. Ges. Münster 1912, S. 18; A. HAGENBACH u. H. FREY, Arch. sc. phys. et nat. (4) Bd. 38, S. 229. 1914 u. v. a. m.

dieses Bandes. Die erste Quecksilberlampe ist wohl von GLADSTONE[1]) hergestellt worden. Es folgen dann die grundlegenden Arbeiten von ARONS[2]), an die sich zahllose weitere Untersuchungen angeschlossen haben, die sich auf die Charakteristik der Entladung, den Zusammenhang zwischen Energieverbrauch und Strahlung, die relative Intensität des ultravioletten Lichtes usw. beziehen. Es soll hier nur von einigen spektroskopischen Eigenschaften des Quecksilberlichtbogens die Rede sein.

Der Bogen kann gebrannt werden bei Drucken, die von Bruchteilen eines hundertstel Millimeters zu mehreren Atmosphären steigen können. Während der Anoden- und Kathodenfall sich nur wenig mit dem Druck ändern, steigt der Gradient mit zunehmendem Drucke bedeutend[3]). Bei niedrigem Druck sendet der Hg-Bogen neben der ultravioletten Resonanzlinie nur wenige Linien aus, die nicht umgekehrt, symmetrisch und mit einer von Art und Betrieb des Bogens abhängigen Feinstruktur versehen sind. Steigen Stromstärke und Druck, so nehmen Emission und Absorption zu, und zwar in einer für verschiedene Linien verschiedenen Weise. Wird der Bogen in Quarzgefäßen gebrannt, so nimmt gleichzeitig die ultraviolette Strahlung stark zu. Ist die Luftschicht, die die Strahlung zu durchlaufen hat, sehr klein, außerdem die Lampe jung, wenig Ozon vorhanden, so reicht bei geeigneten Quarzwänden die Strahlung bis 1850, sowohl bei hohem wie bei niedrigem Drucke. Bei völliger Entfernung der Luft und Flußspatfenster kommt man bis 1400. In Luft und bei normalen Arbeitsabständen ist die Strahlung äußerst gering unterhalb 2000. Außerdem tritt bei hohen Dampfdrucken bei einer Reihe von Linien durch Selbstabsorption eine bedeutende Schwächung ein. Nach längerer Brenndauer bildet sich auf der Innenseite der normalen Quarzlampen ein ca. 0,01 mm dicker, in den Quarz eindringender Niederschlag, der stark den ultravioletten Teil des Spektrums absorbiert. Steigt der Druck über eine gewisse Grenze, so treten zu den Linien des gewöhnlichen Quecksilberspektrums diffuse Linien in steigender Anzahl, vielleicht auch ein kontinuierliches Spektrum von allerdings geringer Intensität. Nach dem Bereiche langer Wellen hin überschneidet das Quecksilberspektrum den Bereich der HERTZschen Wellen.

Auch mit Amalgamen lassen sich Hg-Bogenlampen betreiben. Doch hat sich nur eine mit Kadmiummetall, mit oder ohne Quecksilberzusatz gefüllte Lampe als Normallampe für Wellenlängenmessungen eingebürgert.

Die Ansatzstelle der Entladung an der kathodischen Quecksilberfläche liefert ein besonders linienreiches Spektrum, in dem die Funkenlinien stark hervortreten. Endlich ist die eigentliche Bogenentladung umgeben von einer Aureole, die ein besonderes Spektrum besitzt. Gegenüber der intensiven Helligkeit des gewöhnlichen Bogens wird diese Emission nicht bemerkt, wohl aber, wenn seitliche Ansätze da sind, in die die Aureole eindringen kann.

15. Einfluß der Stomstärke. Zahlreiche Versuche sind angestellt worden, um Änderungen in der Emission mit bedeutenden Steigerungen der Stromstärke oder umgekehrt durch Herabsetzung der Stromstärke zu erzielen. In der Regel zeigte sich, daß auch bei sehr erheblicher Steigerung nur relativ geringfügige Änderungen eintreten. Dies erklärt sich zum Teil aus dem Umstand, daß mit der Steigerung auch eine Vergrößerung des Volumens parallel geht, also die Stromdichte nicht geändert wird. Gelingt es dagegen, ungewöhnliche

---

[1]) H. GLADSTONE, Phil. Mag. (4) Bd. 20, S. 249. 1860.
[2]) L. ARONS, Wied. Ann. Bd. 47, S. 767. 1892.
[3]) Siehe ds. Band Abschnitt C, Kap. 15, ferner Bd. XVI, Kap. 6. Für die ungeheure Literatur über das Spektrum des Hg, deren Register mehrere Bogen füllt, sei auf Bd. V u. VII von KAYSER u. KONEN, Handb. d. Spektroskopie, verwiesen.

Stromdichten zu erreichen, wie dies etwa bei dem „tube arc" KINGS[1]) der Fall ist, so treten charakteristische Änderungen in der Emission ein im Sinne eines Übergangs zum Funkenspektrum, wenn auch nicht identisch mit diesem.

Es hat früher eine gewisse Überraschung hervorgerufen, als zuerst HARTMANN[2,3]) fand, daß die Funkenlinie 4481 des Magnesiums durch Herabsetzung der Stromstärke eines Bogens zwischen Magnesiumelektroden hervorgerufen werden kann. Doch ist bei diesen Versuchen nicht hinreichend unterschieden zwischen der Emission der eigentlichen Bogenflamme und den Teilen unmittelbar an der Elektrode. Werden diese ausgeschieden, so läßt sich sagen, daß mit der Stromstärke auch die Intensität der Banden abnimmt. Die Linien stärkerer Anregung werden schwächer oder verschwinden gänzlich[4]).

Zu bedenken ist auch, daß das Bogenspektrum während des Zündens ein anderes ist als bei stationärem Betrieb. Der Zündvorgang liefert, wie vielfach nachgewiesen worden ist, ein Spektrum, das sich dem Funkenspektrum nähert. Es muß also bei Beurteilung des Bogens geringer Stromstärke vermieden werden, den Bogen während des Versuches neu zu zünden. Man vergleiche auch den Abschnitt über Wechselstrombogen.

16. Wechselstrombogen. Ein besonderes Interesse beansprucht der Wechselstrombogen. Einmal zeigen sich charakteristische Unterschiede in den verschiedenen Phasen, die in gewissem Sinne parallel gehen zu den Änderungen der Emission mit abnehmender Stromstärke, von denen im vorigen Abschnitt die Rede war. Dann aber bildet der Wechselstrombogen den Übergang zur Funkenentladung insofern, als man gewisse Formen der Funkenentladung geradezu als Wechselstrombogen hoher Frequenz bezeichnen kann. Für die elektrischen Eigenschaften des Wechselstrombogens verweisen wir wieder auf Kapitel 6, Band XVI ds. Handb. und behandeln hier nur die Emissionseigenschaften mit Ausnahme der Strahlung der Elektroden und der technologischen Beziehungen, die in Abschnitt C, Kapitel 15 dieses Bandes behandelt werden. Damit der Bogen zwischen Kohleelektroden mit Wechselstrom brennt, muß bekanntlich der Strom eine bestimmte minimale Spannung und minimale Frequenz haben. Durch Steigerung der Spannung wird es möglich, schließlich zwischen jeder Art von Elektroden einen Bogen zu brennen. Einen solchen Bogen würde man zweckmäßig als Hochspannungsbogen bezeichnen. Man kann nun versuchen, die beobachteten Emissionserscheinungen mit den V- oder i-Kurven in Verbindung zu bringen. Hierbei ist zu beachten, daß beide gegeneinander verschoben sind. Je schneller sich die Elektroden abkühlen (Metallelektroden), um so höher liegen die Werte der Zünd- und Löschspitze der V-Kurven. H-Atmosphäre z. B. wirkt in gleichem Sinne, Einführung von Metalldämpfen oder Erhitzen der Elektroden drückt sie herab. Ist die Bogenstrecke unsymmetrisch, so sind es auch die Strom- bzw. Spannungskurven. Befinden sich im Entladungskreise eines Gleichstrombogens Kapazität, Selbstinduktion und

---

[1]) KING versteht unter „tube arc" einen niedervoltigen Bogen sehr hoher Stromstärke, wie er entsteht, wenn ein Kohlerohr eines mit Gleichstrom betriebenen Bogens bei einer Stromstärke von ca. 1000 Amp. ringförmig durchbrennt; s. A. S. KING, Astrophys. Journ. Bd. 37, S. 119. 1913; Bd. 38, S. 315. 1913; Bd. 41, S. 372. 1915; Phys. Rev. (2) Bd. 6, S. 514. 1915; Proc. Nat. Acad. Amer. Bd. 1, S. 371. 1915.

[2]) J. HARTMANN, Berl. Ber. 1903, S. 234; Astrophys. Journ. Bd. 17, S. 270. 1903.

[3]) A. OCCHIALINI, Cim. (6) Bd. 3, S. 270. 1912.

[4]) Für die Menge der Einzelangaben muß auf die Spezialliteratur verwiesen werden; z. B. J. BARNES, Astrophys. Journ. Bd. 21, S. 74. 1905; Bd. 27, S. 152. 1908; A. S. KING, ebenda Bd. 20, S. 21. 1904 u. a. m.; G. E. GALE, W. S. ADAMS u. H. GALE, ebenda Bd. 24, S. 185. 1906; G. E. HALE u. H. GALE, ebenda Bd. 25, S. 75. 1907; M. LA ROSA u. M. MUGLIA, Cim. (6) Bd. 1, S. 283. 1911.

Kapazität passender Größe, so treten weiter Schwingungen auf, unter denen man nach H. TH. SIMON[1]) drei Arten unterscheiden kann, zwischen denen es allerdings alle Arten von Übergängen gibt. Die Schwingungen erster Art lassen sich auffassen als Superposition eines Gleichstroms mit einem Wechselstrom, bei der weder die Spannung noch der Strom ihre Richtung umkehren. Es erfolgt also hier keine Rückzündung; Kathode und Anode vertauschen ihre Rolle nicht, der Strom sinkt nicht auf Null. Bei den Schwingungen zweiter Art sinkt der Strom zwar periodisch auf Null, die elektromotorische Kraft nimmt bereits negative Werte an, allein der Strom wechselt noch nicht sein Vorzeichen. Es findet also auch hier noch keine Rückzündung statt, die Elektroden vertauschen noch nicht ihre Rollen, doch ändert bereits das Feld seine Richtung. Bei der dritten Art der Schwingungen endlich findet eine Rückzündung statt. Hier kehren Strom und Spannung bei jeder Periode ihr Vorzeichen um, die Elektroden vertauschen ihre Rollen. Häufig setzt sich die Stromkurve aus Gruppen schnell abklingender Wellen zusammen.

Es ist wahrscheinlich, daß viel häufiger, als es bemerkt worden ist, die bei Versuchen benutzten Gleichstrombogen in Wahrheit derartige Wechselstrombogen gewesen sind, und daß eine Reihe anomaler Beobachtungen sich auf diesem Wege erklären. Daß diese verschiedenartigen elektrischen Bedingungen sich in der Emissionsanregung im Bogen in irgendeiner Weise spiegeln werden, ist a priori anzunehmen. Dennoch ist der Zusammenhang keineswegs so einfach oder übersichtlich, wie man das früher erwartet hatte, wo man glaubte, direkte Beziehungen zwischen der Stromstärke und der Zusammensetzung des emittierten Lichtes nachweisen zu können, oder wo man versuchte, unmittelbare funktionale Zusammenhänge zwischen den elektrischen Bestimmungsstücken und den optischen Erscheinungen nachzuweisen. Die Gründe hierfür sind vom Standpunkt der BOHRschen Theorie aus einleuchtend. Wir begnügen uns daher, im folgenden einige charakteristische optische Eigenschaften im Wechselstrombogen kurz zu besprechen.

Wiederholt, zuerst wohl von LA ROSA[2]), ist gezeigt worden, daß man durch Erregung von Schwingungen in einem Bogen unter bestimmten Bedingungen das Bogenspektrum allmählich in das Funkenspektrum überführen kann (Kohleelektroden), und zwar so, daß die Funkenlinien im ganzen Spektrum auftreten. WAGNER[3]) zog aus den Messungen LA ROSAS den Schluß, daß Schwingungen zweiter Art die Bedingung für die Umwandlung des Bandenspektrums in ein Linienspektrum seien. Hier knüpft LUDEWIG[4]) an. Aus zahlreichen variierten Versuchen zieht er den Schluß, daß weder hohe Spannungen noch Schwingungen an sich das Funkenspektrum im Wechselstromlichtbogen erzeugen, sondern daß das Funkenspektrum auftritt, wenn die Entladung aus plötzlichen Stromstößen mit dazwischenliegenden genügend langen Pausen besteht. Nach LUDEWIGS Ansicht müssen die Stromstöße eine geringere Dauer als 0,001 Sek. haben. Ähnliche Angaben macht NUTTING[5]), der hohe Potentialgradienten als Ursache der Entstehung der Funkenlinien annimmt. Eine Menge Angaben in der gleichen Richtung liegen vor. So findet z. B. BROOKS[6]), daß eine Erhöhung der Oszil-

[1]) H. TH. SIMON, Phys. ZS. Bd. 4, S. 737. 1903; Bd. 9, S. 865. 1908; Art. Schwingungen im Handwörterb. d. Naturwissenschaften. Bd. VII. Jena 1913. Die ausgedehnte Literatur dieses Gegenstandes wird hier übergangen.

[2]) M. LA ROSA, Mem. Acc. dei Lincei (5) Bd. 7, S. 451. 1908; Ann. d. Phys. (4) Bd. 29, S. 249. 1909.

[3]) K. W. WAGNER, Dissert. Göttingen 1910.

[4]) P. LUDEWIG, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 643. 1913.

[5]) P. G. NUTTING, Bull. Bureau of Stand. Bd. 1, S. 399. 1905; Astrophys. Journ. Bd. 28, S. 66. 1908.

[6]) E. BROOKS, Astrophys. Journ. Bd. 29, S. 177. 1909; Proc. Roy. Soc. London Bd. 80, S. 218. 1908.

lationsfrequenz das Auftreten der Funkenlinien begünstigt. Auch O'CONNOR[1]) untersucht einen schwingenden Bogen (POULSON) und findet, daß innerhalb einer Frequenz zwischen 1.10^5 bis 7.10^5 an Mg-Elektroden stets die Funkenlinie 4481 die stärkste des Spektrums war. Dies würde für einen Zusammenhang mit den Schwingungen sprechen. Auch ROSSI[2]) kommt zum Schlusse, daß es sich um eine Kombination großer Gradienten mit hoher Temperatur handle. Es muß genügen, auf weitere Versuche von DUFFIELD[3]), HEMSALECH[4]), OCCHIALINI[5]), NUTTING[6]), CREW[7]), PORTER[8]), LA ROSA[9]), HUGGINS[10]) u. a. hinzuweisen. Man wird heute, da die Art der Entstehung des Funkenspektrums an sich aufgeklärt ist, eher versuchen, in der umgekehrten Richtung die Vorgänge im Bogen aus den optischen Erscheinungen zu erschließen. Allein die Komplikation ist so groß, daß vorläufig der Versuch nicht lohnt und man sich mit der Feststellung begnügen muß, daß bestimmte, eben gekennzeichnete elektrische Bedingungen das Auftreten von Funkenlinien und Umwandlungen im Spektrum begünstigen.

17. Einfluß der Phase an Wechselstrombogen. In den gleichen Zusammenhang gehören die Änderungen zeitlicher Art, die in der Emission des Wechselstrombogens in jedem Zyklus stattfinden. Dies tritt besonders in der Initialphase des Bogens, auch bei seinem Erlöschen, hervor. Es ist vielfach bemerkt worden, daß sich das Spektrum eines Bogens bei photographischer Fixierung dem Funkenspektrum annähert, wenn der Bogen häufig neu gezündet wird, auch dann, wenn man durch Herabsetzung der Selbstinduktion das Auftreten größerer Potentialdifferenzen verhindert. Auf dieser Wirkung beruht der sog. Trembleur von PEROT und FABRY[11]), die Anordnung nach AUER V. WELSBACH[12]) sowie die Abreißfunkenstrecke nach BACK[13]), endlich auch Anordnungen mit rotierenden Elektroden, wie sie von CREW[14]), CREW und SPENCE[15]), OCCHIALINI[16]), LUDEWIG[17]), CALLENKAMP[18]), PORTER[19]) u. a. angegeben worden sind. So zeigt z. B. OCCHIALINI[20]), daß der Bogen beim Zünden mit einem reinen Funkenspektrum beginnt. Schaltet man eine Kapazität parallel, so treten sogar die Funkenlinien der Luft und die Linien der Metalle, und zwar je nach dem Metall bei verschiedener Kapazität, auf. Auch beim Erlöschen des Bogens findet man besondere Erscheinungen. Mit einer Art von stroboskopischer Einrichtung läßt es sich leicht erzielen, daß man die Emission des Bogens zu einem beliebigen Zeitpunkt vor oder nach der Nullphase aussondert. Es zeigt sich, wie CREW und BASQUIN[21]) u. a. fanden, daß die Dauer des Nachleuchtens nach Eintritt

---

[1]) E. O'CONNOR, Phys. ZS. Bd. 12, S. 196. 1911; Phi. Mag. (6) Bd. 23, S. 94. 1912.
[2]) R. ROSSI, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 279. 1912.
[3]) W. DUFFIELD, Astrophys. Journ. Bd. 27, S. 260. 1908.
[4]) G. A. HEMSALECH, Trans. Solar Union Bd. 4, S. 80. 1914.
[5]) A. OCCHIALINI, Phys. ZS. Bd. 13, S. 268. 1912.
[6]) P. G. NUTTING, Astrophys. Journ. Bd. 28, S. 66. 1908.
[7]) H. CREW, Astrophys. Journ. Bd. 20, S. 274. 1905.
[8]) R. PORTER, Astrophys. Journ. Bd. 15, S. 224. 1902.
[9]) M. LA ROSA, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 1589. 1913.
[10]) W. HUGGINS, Astrophys. Journ. Bd. 17, S. 145. 1906.
[11]) A. PEROT u. CH. FABRY, C. R. Bd. 30, S. 406. 1900; Journ. de phys. (3) Bd. 9, S. 369. 1900.
[12]) C. AUER V. WELSBACH, Ann. d. Phys. (4) Bd. 71, S. 7. 1923.
[13]) E. BACK, Zur Kenntnis des Zeemaneffektes. Ann. d. Phys. (4) Bd. 70, S. 335. 1923.
[14]) H. CREW, Astrophys. Journ. Bd. 12, S. 167. 1900; Phys. ZS. Bd. 2, S. 301. 1901.
[15]) H. CREW u. B. SPENCE, Astrophys. Journ. Bd. 22, S. 199. 1905.
[16]) A. OCCHIALINI, Cim. (6) Bd. 2, S. 223 u. 329. 431 1911.
[17]) P. LUDEWIG, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 643. 1913.
[18]) W. GALLENKAMP, Chem.-Ztg. Bd. 31, S. 173. 1907.
[19]) R. PORTER, Astrophys. Journ. Bd. 15, S. 274. 1902.
[20]) A. OCCHIALINI, Cim. (6) Bd. 2, S. 431. 1911.
[21]) H. CREW u. O. BASQUIN, Proc. Amer. Acad. Bd. 33, S. 337. 1898.

der Nullphase sowohl für verschiedene Elemente wie für verschiedene Spektralbestandteile verschieden ist. Von beiden Elektroden breitet sich mit Strombeginn eine Lichterscheinung nach der Mitte des Bogens hin aus. Die Wirkung der negativen Elektrode beginnt etwas früher als die der positiven. Doch breitet sich diese schneller aus. Manche Linien, wie z. B. das Paar 4047 des K, sind noch relativ lange Zeit nach Erlöschen des Bogens sichtbar, ebenfalls die Emission des Wasserstoffes (aktiver Wasserstoff?). Diese und andere Linien gehen in ihrer Intensität der Stromstärke parallel, während umgekehrt andere Linien, wie z. B. die Funkenlinien des C und Ca, um so intensiver werden, je weiter die Abkühlung der Elektroden fortschreitet. Die Cy-Banden sind in der Nullphase des Bogens schwach in der Mitte, relativ stark in der Nähe der Elektroden. Bei kurzen Bögen erscheinen sie daher scheinbar in allen Phasen, verschwinden bei langen Bögen in der Mitte des Bogens. Die Al-Banden und gewisse Al-Linien verhalten sich umgekehrt. Man kann etwa sagen, daß das Spektrum der Nullphase ein Flammenspektrum sei. Für weitere Einzelheiten sehe man etwa BROWN[1]), CREW und BAKER[2]), HUFF[3]), DE WATTEVILLE[4]), CREW und SPENCE[5]), PUCCIANTI[6]) und neuere Arbeiten, z. B. von RAMSAUER und WOLF[7]). Faßt man die zahlreichen in den Einzelheiten vielfach widerspruchsvollen Beobachtungen zusammen, so scheint es zunächst, als ob der Verlauf der Dinge einigermaßen vom Standpunkte eines Temperaturgleichgewichtes zu übersehen sei. Allein dies trifft nicht zu. Vielmehr zeigt sich deutlich, daß hier noch ein anderes Moment mit hineinspielt, vielleicht eine Verschiedenheit der Atom- und Elektronentemperaturen.

II. Strahlung des Funkens.

18. Vorbemerkung. Entsprechend dem Zwecke dieses Kapitels soll weder von dem eigentlichen Mechanismus der Funkenentladung noch auch von einer möglichen Systematik von Entladungen die Rede sein. Vielmehr handelt es sich um den Funken als Lichtquelle. Aus praktischen Gründen seien dabei drei Formen der Entladung unterschieden: erstens die Büschelentladung, zweitens ein Funken oder eine Funkenfolge, wie sie bei dem Zusammenbruche eines Dielektrikums oder Wiederholungen solcher Zusammenbrüche zu sehen sind, wobei es dahingestellt bleiben kann, in welcher Weise die ersten Phasen der Stoßionisation und des Zusammenbruches des Dielektrikums abspielen, und drittens die oszillierende Form der Funkenentladung, die man wegen der Beteiligung der Elektroden und der nahen Verwandtschaft mit der Bogenentladung — man kann den Vorgang geradezu als Wechselstrombogen hoher Frequenz bezeichnen — wohl auch als Bogenfunken bezeichnen könnte. In der Praxis kommt es sehr häufig vor, daß sich diese drei Formen der Entladung mischen, namentlich die beiden letztgenannten. Dies findet sogar bei der üblichen Benutzung des Bogenfunkens in der Regel statt, indem immer eine Funkenentladung zweiter Art den Bogenfunken einleitet, so daß der ganze Vorgang aus einer Folge von Gruppen besteht, die mit einem Funken erster Art eingeleitet werden und dann in eine stark gedämpfte Schwingung übergehen. Auch nach der Seite der Glimmentladung kommen alle Übergänge vor. So hat man einen pulsierenden Glimmstrom

---

1) N. H. BROWN, Phys. Rev. (1) Bd. 7, S. 210. 1898.
2) H. CREW u. J. BAKER, Astrophys. Journ. Bd. 16, S. 61. 1902.
3) W. HUFF, Astrophys. Journ. Bd. 16, S. 27. 1902.
4) CH. DE WATTEVILLE, C. R. Bd. 138, S. 485. 1904.
5) H. CREW u. B. SPENCE, Astrophys. Journ. Bd. 22, S. 199. 1905.
6) L. PUCCIANTI, Rend. Acc. Lincei (5) Bd. 6, S. 27. 1906.
7) C. RAMSAUER u. F. WOLF, Ann. d. Phys. (4) Bd. 66, S. 373. 1921.

auch schon als Glimmfunken bezeichnet. Mit Rücksicht auf den Zweck dieses Kapitels sollen indes diese Übergänge nicht weiter berücksichtigt werden. Die Literatur über die Emission der Funkenentladungen ist wohl noch größer als für die Bogenentladung. Es ist an dieser Stelle unmöglich, auch nur einen Bruchteil anzugeben. Wir beschränken uns daher auf bezeichnende Stichproben und verweisen für die Masse der Einzelangaben auf das Handbuch der Spektroskopie von H. KAYSER und H. KONEN, besonders auf die Bände 5, 6 und 7.

19. Allgemeines über die Emission des Funkens. Wir lassen zunächst die Büschelentladung beiseite, von der noch die Rede sein wird, und nehmen für die allgemeine Beschreibung an, daß man etwa eine Kapazität mit kleiner Selbstinduktion als Schwingungskreis benutze und diesen Kreis mittels eines Wechselstromtransformators geeigneter Sekundärspannung oder mittels Induktoriums betreibe. Die Eigenperiode des Schwingungskreises sei klein gegen diejenige des Unterbrechers oder gegen die Wechselstromperiode. Dann besteht, wie schon erwähnt, die Entladung aus einer Folge von Initialfunken mit nachfolgendem Hochspannungslichtbogen, vorausgesetzt, daß die Elektroden nicht zu sehr erhitzt werden, so daß man einen reinen Hochspannungslichtbogen erhält. Im ersten Falle besteht das Spektrum aus der Superposition der Spektra der Elektrodenbestandteile und der Atmosphäre. Wenn auch in den Funken die Linienspektra weitaus überwiegen, so fehlen doch die Molekülspektra keineswegs. So erhält man in vielen Fällen stark das Spektrum des Cyans, auch wenn nur geringe Mengen Kohlenstoffs gegenwärtig sind. Auch Spektra des Stickstoffs sind unter Umständen zu finden, freilich dann in anderer Intensitätsverteilung und Ausbildung wie etwa im Bogen. Ebenso zeigen die Spektra der Elektroden eine andere Zusammensetzung wie in einem Bogen. In der Regel findet man auch die sog. Bogenlinien, also die Linien des nicht ionisierten Atoms. Daneben aber treten, in verschiedenem Maße bei den verschiedenen Metallen, die Funkenlinien (Linien der ionisierten Atome der verschiedenen Stufen) mehr oder weniger deutlich hervor. Der Unterschied ist in manchen Fällen — z. B. bei den Alkalien — gering, wenn man nicht besondere Hilfsmittel anwendet. In anderen Fällen ist er jedoch so groß, daß er schon in alter Zeit aufgefallen ist und zur Aufstellung des Begriffes der enhanced lines (LOCKYER) mit dem Nebensinne der Linien hoher Temperatur geführt hat. Auch damals ist schon der Gedanke der Dissoziation der Materie im Funken in voller Deutlichkeit ausgesprochen und weit in seine Konsequenzen verfolgt worden, ohne daß jedoch damals der Zustand der Elektrizitätstheorie und der Strahlungstheorie ein solcher gewesen wäre, daß er erlaubt hätte, diesem Dissoziationsgedanken eine präzise Fassung zu geben und ihn über den Rang eines Aperçus zu erheben. Aus alter Zeit schon stammen daher Listen von enhanced lines in dem Sinne, daß diese Linien im Funken verstärkt sind gegen die Flamme und den Bogen und besondere auch in den kosmischen Lichtquellen erkennbare Unterschiede aufweisen. Nachdem man fand, daß in einem solchen Bogenfunken vorübergehend ungeheure Stromstärken von sonst nicht erreichter Größenordnung auftreten können, lag es nahe, durch absichtliche Steigerung dieses Effektes den Charakter des Funkens noch schärfer hervortreten zu lassen, um in alter Form zu reden, „die Temperatur des Funkens" zu steigern oder „heiße" Funken zu machen. In der Tat gelingt es so, wie weiter noch auszuführen sein wird, den Abbau der Materie wesentlich weiter zu treiben und Funkenspektra höherer Ordnung zu erhalten, in denen die gewöhnlichen Atomspektra praktisch ganz fehlen. Man sehe weiter unten. Bei derartigen charakteristischen Funkenspektren ist der Schwerpunkt des gesamten Spektrums nach dem kurzwelligen Ende des Spektrums verschoben. Die Strahlung im Rot und Ultrarot tritt relativ gegen die auffällige violette und ultraviolette Strahlung

zurück. In Wahrheit sind auch in Funkenentladungen die kürzesten bisher gefundenen optischen Wellenlängen hergestellt worden, so daß die Lücke nach den Röntgenspektren überbrückt ist. Zu den hier erwähnten Linien- und Molekülspektren der Elektrodenmaterialien und der Atmosphäre gesellt sich ein unter Umständen ausgeprägtes kontinuierliches Spektrum. Die Elektroden verdampfen und zerstäuben zugleich. Dem explosionsartigen Charakter des ganzen Vorganges entspricht es, daß man in den Linienspektren starke Verbreiterungen, Umkehrungserscheinungen, Starkeffekte, Druckeffekte findet, deren Betrag von den speziellen Versuchsbedingungen wie auch von dem Ort im Funken abhängt. Endlich beteiligt sich die umgebende Atmosphäre in mehr oder minder starkem Maße an dem Emissionsvorgange. Das Maß der atmosphärischen Beteiligung hängt wiederum von den elektrischen Bedingungen des Funkenkreises, der Periode der Einzelentladungen und den auftretenden Maximalstromstärken ab. So ist die Komplikation der Funkenspektra womöglich eine noch größere als diejenige der Bogenspektra. Nur bei genauester Angabe aller Einzelbedingungen sind zwei Funkenspektra miteinander vergleichbar. Inwieweit unter solchen Verhältnissen überhaupt noch von konstanten Elementen eines Funkenspektrums gesprochen werden kann und inwieweit sich solche etwa zu einer qualitativen oder quantitativen Spektralanalyse benutzen lassen, wird in dem Kapitel über Spektralanalyse erörtert werden (s. Bd. 21 ds. Handb. Artikel Löwe).

20. Herstellung der Funkenspektra. Läßt man Funkenentladungen durch eine Atmosphäre eines Gases gehen, so erhält man nur in unmittelbarer Nähe der Elektroden die Linienspektra der Elektroden und ihrer Verbindungen, z. B. der Kohle und zahlreicher Verbindungen derselben. In der eigentlichen Funkenbahn erscheinen nur die in der Regel stark verbreiterten Linien der Atmosphäre, also z. B. die Linienspektra der verschiedenen Dissoziationsstufen des Stickstoffs und des Sauerstoffs, daneben Wasserstofflinien und auch Linien des Argons, wie häufig bemerkt worden ist. Geringe Mengen von Staub, die in der Regel vorhanden sind, veranlassen bereits das Auftreten der Ca-Linien H und K, der Restlinien des Kupfers, der Natriumlinien. In der ersten Zeit der Spektralanalyse sind diese Arten der Funkenentladung in der Regel benutzt worden. Da jedoch die Linien, die man erhält, relativ lichtschwach und unscharf sind, so ist in neuerer Zeit der gewöhnliche Funke nur wenig mehr verwendet worden, fast nur zu speziellen Zwecken, z. B. als Funken durch Flammengase oder, mit geringerer Potentialdifferenz, als Funke gegen Flüssigkeiten, schließlich auch in Quarzröhren, die vorher evakuiert und dann durch Erhitzen mit dem Dampf von Salzen gefüllt wurden. In diesem Falle erhält man, wie Goldstein[1]), Scharbach[2]) Pollock[3]) und Morrow[4]) fanden, Linienspektra besonderer Art, die auch zu spektralanalytischen Zwecken verwendbar sind. Selbstverständlich hat der Initialvorgang, der die Entladung einer Kapazität einleitet, mit der geschilderten Art der Entladung große Ähnlichkeit. Der Zusammenbruch des Dielektrikums ist von der Emission besonderer Spektra begleitet, wie Hemsalech[5]) u. a. fanden. Auch gewisse Besonderheiten des Löschfunkens gehören hierhin. Doch lassen sich für die Einzelheiten, die bekannt sind, noch keine allgemeinen Regeln angeben. Wir begnügen uns daher mit diesem Hinweis[6]).

---

[1]) E. Goldstein, Ann. d. Phys. (4) Bd. 27, S. 773. 1908.
[2]) S. Scharbach, ZS. wiss. Photogr. Bd. 12, S. 145. 1913.
[3]) S. H. Pollock, Dublin Proc. (5) Bd. 12, S. 202. 1912.
[4]) G. Morrow, Proc. Dubb. N. S. Bd. 13, S. 269. 1912.
[5]) G. A. Hemsalech, C. R. Bd. 150, S. 1753. 1910; Bd. 151, S. 220, 668, 750, 938. 1910 u. a. m.
[6]) z. B. B. Glatzel, Phys. ZS. Bd. 11, S. 894. 1910; M. Wien, Bd. 11, S. 282. 1910.

Die Hochspannungsentladungen eines Transformators ohne besondere Kapazität im Entladungskreise sind als „Hochspannungslichtbogen", „Wechselstrombogen", „Transformatorfunken" beschrieben worden. Die flammenartige Entladung, die hier gemeint ist, liefert Emissionsspektra der umgebenden Atmosphäre und ihrer Bestandteile bzw. der Verbindungen, die sich in der Entladungsbahn bilden. Hierhin gehören besonders gewisse Bandenspektra des Sauerstoffs und die Bandenspektra des Stickstoffs und seiner Oxyde, ferner die dem HO zugeschriebenen Banden[1]). Ausgedehntere Anwendung hat diese Form der Entladung bisher nur in einer Modifikation gefunden, bei der als Transformator ein Induktorium mit wenigen Sekundärwindungen dient und die Entladung von einer Platin- oder Iridiumspitze nach einer Lösung übergeht. Für die zweckmäßigen Formen solcher Anordnungen wie überhaupt der Funkenstrecken sehe man das Kapitel über Spektralanalyse in Bd. 21 ds. Handb. Die den Elektrodenmaterialien angehörenden Linien sind bei allen bisher genannten Anordnungen nur in der unmittelbaren Nachbarschaft der Elektroden zu sehen, und zwar in verschiedener Weise, je nachdem die Elektroden bei dem Entladungsvorgange stark erhitzt werden oder nicht.

In weitaus den meisten Fällen hat man bisher den Bogenfunken verwendet, also die oszillierende Entladung eines aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden Kreises. Eine geeignete Kapazität von der Größenordnung von 0,01 MF. wird mittels Wechselstromes oder Induktorentladung passender Spannung aufgeladen und durch eine parallele Funkenstrecke entladen. Zur Erzielung besonders großer Momentanstromstärken schaltet man zwei Funkenstrecken hintereinander. Je größer die Kapazität, je höher die Spannung, je kleiner die Selbstinduktion, desto intensiver wird der Bogenfunke. Erhitzen sich die Elektroden stark, so geht die Entladung in einen reinen Bogen über und nähert sich auch im Spektrum einem solchen. Will man dies vermeiden, so muß man dicke Elektroden nehmen oder ähnlich wie bei der Herstellung von Löschfunken verfahren, z. B. einen Luftstrom durch die Funkenstrecke blasen, die Elektroden rotieren lassen u. dgl. Wenn möglich wählt man die Elektroden aus den zu untersuchenden Substanzen. Allein man kann auch ähnlich wie beim Bogen Graphit- oder Kohleelektroden verwenden. Doch bereiten die mechanischen Wirkungen der explosionsartigen Vorgänge für das Aufbringen von Probesubstanzen Schwierigkeiten. Als ultraviolette Lichtquellen sind Funken zwischen Magnesiumelektroden, Aluminiumelektroden oder Elektroden aus Legierungen von Magnesium, Cadmium, Wismut und Blei häufig benutzt worden. Für eine Übersicht der auf solchem Wege zu erhaltenden Funkenspektra sehe man die Atlanten von HAGENBACH und KONEN[2]) sowie von EDER und VALENTA[3])

21. Einfluß der Selbstinduktion. Wie zuerst HEMSALECH[4]) bemerkt hat, hängt die relative Stärke der Luftlinien bzw. der Atmosphärenlinien zu den Linien der Elektrodenmaterialien von den elektrischen Bedingungen des Stromkreises ab. Vergrößerung der Kapazität wirkt, um vergleichsweise zu reden, wie Erhöhung der Temperatur, verbreitert die Linien, verstärkt die Funkenlinien, verstärkt auch die Funkenlinien der Luft. Bei Konstanthaltung der Kapazität schwächt eine Vergrößerung der Selbstinduktion (schon sehr geringe Beträge,

[1]) Man sehe z. B. E. DEMARCAY, Spectres électriques, Paris 1895. — J. SCHNIEDERJOST, Ann. d. Phys. (4) Bd. 21, S. 848. 1906. — B. WALTER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 19, S. 874. 1906. — A. HAGENBACH und H. KONEN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 21, S. 848. 1906. — R. RUNGE und GROTRIAN.

[2]) A. HAGENBACH und H. KONEN, Atlas der Spektren der meisten Elemente, Jena 1905.

[3]) J. M. EDER und E. VALENTA, Atlas typischer Spektren, Wien bei Hoelder 1911.

[4]) G. A. HEMSALECH, Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles, Paris 1901.

evtl. Windungen in den Zuleitungsdrähten zum Funken genügen hierzu) die Luftlinien und nähert das Funkenspektrum dem Bogenspektrum. Es gelingt, bei einem jedesmal zu bestimmenden speziellen Werte der Selbstinduktion[1]) die Luftlinien völlig zum Verschwinden zu bringen und durch gewisse Bandenspektra der Luft zu ersetzen. Das Ergebnis zahlreicher Versuche und Messungen über diesen Gegenstand läßt sich dahin zusammenfassen, daß der Bogenfunke bei einer gewissen Selbstinduktion den Charakter eines Wechselstrombogens annimmt. Mit dieser Änderung ist übrigens eine Herabsetzung der Gesamtintensität verbunden, die nicht allein durch die Wirkung des eingeführten Ohmschen Widerstandes zu erklären ist. Nähere Angaben über die Größe und Form benutzter Spulen findet man z. B. bei HEMSALECH[2]), JOYE[3]), WILLIAMS[4]) u. a.[5]).

22. „Heiße Funken“ nach MILLIKAN. Nachdem schon oft auf die besondere Rolle hingewiesen worden war, die die Maximalstromstärken intensiver Kondensatorentladungen bei der Entstehung der Funkenspektra spielen, hat MILLIKAN[6]) zuerst systematisch diesen Weg zur Erzielung stärkster Anregungen benutzt. Dazu wird eine Metallfunkenstrecke von 0,2 bis 2 mm Länge in einem hohen Vakuum angebracht, dessen Druck 10^{-4} mm nicht übersteigen darf. Durch diese Funkenstrecke wird die Entladung einer großen Batterie Leydener Flaschen geschickt, die durch eine große Induktionsspule auf mehrere hunderttausend Volt aufgeladen wird. Die hierdurch erzielten intensiven Funkenentladungen liefern Wellenlängen bis unterhalb 300 Å, natürlich im Vakuumspektrographen, da man in Luft als äußerste Wellenlängen nur das Aluminiumpaar bei 1800 erhält.

23. Abreißfunken. Verwandt mit den gewöhnlichen Bogenfunken, jedoch in ihrem Charakter mehr den Bogenentladungen nahestehend sind die sog. Abreißfunken, die man bei jeder Unterbrechung eines Stromkreises erhält und deren Beschaffenheit von der Größe der wirksamen Selbstinduktion abhängt. Unter zahlreichen angegebenen Versuchsanordnungen seien nur diejenigen von MICHELSON[7]), AUER VON WELSBACH[8]) und FABRY-PEROT[9]) sowie von BACK[10]) genannt. Da über die Verwendung und Emission der beiden letztgenannten Lichtquellen zahlreiche Angaben vorliegen und außerdem im Kapitel Zeemaneffekt noch von ihnen die Rede ist, so soll hier nur die erste Anordnung erwähnt werden, weil AUER VON WELSBACH angegeben hat, daß man vollkommen neuartige Spektra mit ihr enthalte. Nach einer Untersuchung von WURM[11]) trifft dies jedoch nicht zu, vielmehr stehen die erhaltenen Spektra in ihrem Charakter zwischen den Funken und Bogenspektren und gleichen etwa den Bogenfunken mit Selbstinduktion.

24. Kurzschlußfunken. Läßt man unter Vorschaltung einer Hilfsfunkenstrecke eine starke Kondensatorentladung durch einen dünnen Draht gehen, so entsteht eine explosionsartige Verdampfung, die schon von LA ROSA u. a. benutzt, zuerst von ANDERSON[12]), dann auch von GERLACH[13]) u. a. benutzt

---

1) z. B. 0,025 Henry.
2) G. A. HEMSALECH, Thèse, Paris 1901.
3) P. JOYE, Mem. soc. nat. math. phys. Fribourg Bd. 1, S. 43. 1909.
4) A. T. WILLIAMS, Tesis Buenos Aires. 1915.
5) z. B. E. NÉCULCÉA, Thèse, Paris 1906.
6) R. MILLIKAN, Astrophys. Journ. Bd. 52, S. 47. 1924 und viele spätere Arbeiten.
7) A. MICHELSON, Astrophys. Journ. Bd. 2, S. 251. 1895.
8) C. AUER VON WELSBACH, Wien. Ber. IIa Bd. 88, S. 1237. 1883, s. auch Anm. 6.
9) CH. FABRY und A. PEROT, C. R. Bd. 130, S. 406. 1900.
10) E. BACK, ZS. f. Phys. Bd. 15, S. 206. 1923.
11) J. WURM, 1926, noch unpubliziert. Man sehe auch H. CREW und R. TATNALL, Astron. a. Astrophys. Bd. 13, S. 741. 1894.
12) J. ANDERSON, Proc. Nat. Acad. Bd. 8, S. 231. 1922; Astrophys. Journ. Bd. 64, S. 295. 1926.
13) W. GERLACH, Festschr. Phys. Ver. Frankfurt 1924. S. 45.

worden ist. Durch eine Wolke von verdichteten und erhitzten Metalldämpfen vollzieht sich eine kurzdauernde Entladung großer Stromstärke. Man erhält so Linienspektra von offenbar sehr hoher „Temperatur". Bettet man die zu zerstäubenden Drähte in eine Rinne ein, so erhält man ein kontinuierliches Spektrum, auf dem die meisten Emissionslinien des verdampfenden Metalles umgekehrt erscheinen.

25. Funken unter Flüssigkeiten. Wie zuerst LOCKYER[1]), dann WILSING[2]), HALE[3]) und KONEN[4]) gefunden haben, kann man durch Funkenentladungen unter Flüssigkeiten Spektra erhalten, die den ebengenannten in mancher Hinsicht ähnlich sind. Verwendet man als Flüssigkeit Wasser und benutzt Aluminiumelektroden, vorgeschaltete Luftfunkenstrecke und starke Kondensatorentladungen, so erhält man, wie zuerst KONEN[4]) fand, ein weit ins Ultraviolett reichendes kontinuierliches Spektrum, das als Zugabe nur die HO-Banden umgekehrt, sowie einige stark verbreiterte Aluminiumlinien enthält und daher für viele Untersuchungen im Ultraviolett, namentlich über die Absorption von organischen Körpern benutzt worden ist[5]). Je nach den benutzten Selbstinduktionen und der Funkenlänge (auch gelöste Körper haben Einfluß) findet man die Linien zahlreicher Metalle in einfacher oder Selbstumkehrung, verbreitert, verschoben, manchmal auch verdoppelt. Unter passenden Bedingungen gleichen die so erhaltenen Spektra den Absorptionsspektren, die man in erhitzten Gefäßen oder elektrisch geheizten Öfen erhält. Daher ist der Unter-Wasserfunke in jüngerer Zeit in steigendem Maße zu Untersuchungen über die Klassifizierung der Linien in Linienspektren benutzt worden[6]).

26. Restlinien. Raies ultimes. Empfindlichkeit der Funkenspektra. Wie schon in den ersten Zeiten der Spektralanalyse bemerkt worden ist, übertreffen die Funkenspektra an Empfindlichkeit vielleicht alle anderen Spektralreaktionen. So wurde schon erwähnt, daß minimale Mengen von Metallen im Staub der Luft oder einer Flüssigkeit genügen, um an gewissen charakteristischen Linien der Elemente deutliche Spektralreaktionen hervorzurufen. Man hat wiederholt Abschätzungen dieser Mengen vorgenommen und ist zu Bruchteilen von Hunderteln von Milliontel Milligrammen gelangt[7]). Diese Zahlen haben indes wenig Wert. Tatsächlich hat die Spektralanalyse mittels Funkens bei der Erforschung der seltenen Erden sowohl wie bei der Prüfung von Legierungen eine große Rolle gespielt. Hierbei zeigt sich nun bald, daß, wenn man die Menge der zu prüfenden Substanz verringert, z. B. zu immer verdünnteren Legierungen oder Lösungen übergeht, wie auch, wenn man die Intensität der Erregung des Spektrums verringert, nicht das ganze Spektrum gleichmäßig an Intensität abnimmt. Vielmehr bleiben zuletzt einzelne Linien übrig, die auch bei geringster Menge und geringster Anregung noch wahrnehmbar sind und die in nicht ganz gleichlautender Terminologie als Restlinien, ultimate lines, raies ultimes bezeichnet worden sind. Inwiefern man von einem System solcher Linien sprechen kann, welche Stellung diese Linien im System der gesetzmäßig gelagerten Linien einnehmen und inwieweit die Restlinienauswahl von der benutzten Beobachtungsmethode

[1]) N. LOCKYER, Proc. Roy. Soc. Bd. 70, S. 31. 1902; Astrophys. Journ. Bd. 15, S. 190. 1902.

[2]) J. WILSING, Astrophys. Journ. Bd. 10, S. 113. 1899; Berl. Ber. 1899, S. 426.

[3]) G. E. HALE und N. E. KENT, Publ. Yerkes Observ. Bd. 3, S. 57. 1907.

[4]) H. KONEN, Ann. d. Phys. (4) Bd. 9, S. 742. 1902.

[5]) Man sehe etwa V. HENRI, Phys. ZS. Bd. 14, S. 516. 1913 und V. HENRI, Structure des molécules, Paris 1925.

[6]) Die zahlreichen mit J. FINGER, ZS. wiss. Photogr. Bd. 7, S. 329. 1909 beginnenden Untersuchungen gehören der Spezialliteratur der Emission der Elemente an.

[7]) Man sehe z. B. W. SCHULER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 5, S. 931. 1900.

abhängt, wird in dem Kapitel über Spektralanalyse (Bd. 21) ausführlich erörtert[1]).

27. Zeitliche Entwicklung des Funkenspektrums. Die Frage nach der zeitlichen Entwicklung des Bogenfunkenspektrums hängt eng zusammen mit der Analyse der Schwingungsvorgänge in einem Schwingungskreise und soll hier nur insoweit herangezogen werden, als sie die Emission des Funkens selbst betrifft. Untersucht man das Spektrum eines gewöhnlichen Bogenfunkens etwa durch Aufnahme auf einem schnell laufenden Film oder ähnlich, so findet man, daß der Leuchtvorgang in Gruppen zerfällt, die jedesmal durch eine Leuchterscheinung eingeleitet werden, die bei den hier in Frage kommenden Geschwindigkeiten als ein die beiden Elektroden unmittelbar verbindenden Lichtstreifen in die Erscheinung tritt, der das bereits mehrfach erwähnte Spektrum der Luft zeigt. Die nun periodisch aus den Elektroden hervorbrechenden Dampfströme zeigen scheinbar Emissionen, die mit einer Geschwindigkeit von einigen hundert Meter in der Sekunde von den Elektroden aus nach der Mitte des Funkens hingehen und dabei gleichzeitig an Intensität einbüßen und ihre Geschwindigkeit vermindern. Für Linien bestimmter Spektralgruppen sind diese Geschwindigkeiten gleich, sonst jedoch unter verschiedenen Linien verschieden. Bei der gewöhnlichen Art der Beobachtung erhält man nur den Mittelwert aller dieser Vorgänge, deren Deutung im einzelnen in anderen Zusammenhang gehört[2]).

28. Einfluß der Atmosphäre. Abgesehen davon, daß durch Veränderung in der Zusammensetzung der Atmosphäre auch der atmosphärische Anteil des Spektrums geändert wird, besteht auch ein direkter Einfluß auf die Funkenemission. Derselbe ist teilweise indirekter Natur, in dem Sinne des Überganges von einem gewöhnlichen Funken zu einem Abreißfunken. Zum Teil bestehen aber auch andere Einflüsse, die vielleicht mit chemischen Vorgängen, vielleicht auch mit Übertragungsvorgängen und Anregungsspannungen zusammenhängen. So werden viele Funkenlinien durch eine Wasserstoffatmosphäre begünstigt. Die Funkenspektra der Alkalien erhält man nur in einer Wasserstoff- oder Leuchtgasatmosphäre[3]). Wieder anders wirken Edelgase.

Daß der Druck der umgebenden Gase Einfluß hat, wurde bereits erwähnt. Hier sei nur noch darauf hingewiesen, daß sich auch in Funkenspektren der normale Druckeffekt zeigt und daß er hier besonders bis zu hohen Drucken gemessen worden ist[4]).

Neben dem Druckeffekt ist mehrfach auch ein die Wellenlänge ändernder Effekt der Dichte behauptet worden. Auch hat man die Explosionsvorgänge im Funken selbst für die Entstehung großer Linienverschiebungen in einer Atmosphäre von sonst normalem Druck verantwortlich machen wollen. Es scheint indes, daß nur in besonderen Fällen Starkeffekte bedeutender Größe auftreten[5]),

---

[1]) Hierzu: A. de Gramont, C. R. Bd. 150, S. 37. 1910; Bd. 151, S. 308. 1910; Soc. franç. de phys. 1910, S. 2—3; Analyse Spektrale; W. N. Hartley und H. W. Moss, Proc. Roy. Soc. A Bd. 87, S. 38. 1912 und zahlreiche andere Schriften. Man sehe auch J. N. Lockyer and W. Roberts, Proc. Roy. Soc. London Bd. 21, S. 507. 1873, dort weitere Literatur; F. Löwe, Optische Messungen, Dresden u. Leipzig 1925; H. Konen, Naturwissenschaften Bd. 14, S. 118. 1926.

[2]) G. A. Hemsalech, Thèse, Paris 1901; C. R. Bd. 150, S. 1753. 1910; Bd. 151, S. 1220, 668, 750. 1910; T. Royds, Phil. Mag. (6) Bd. 19, S. 285. 1910; E. Néculcéa, Thèse, Paris. 1906; A. Schuster und G. Hemsalech, Phil. Trans. A. Bd. 193, S. 189. 1900.

[3]) J. Hartmann, Berl. Ber. 1903, S. 234.

[4]) Siehe z. B. W. Anderson, Astrophys. Journ. Bd. 24, S. 221. 1906. — W. Porter und W. B. Haines, Journ. Röntgen. Soc. Bd. 9, S. 17. 1913; G. E. Hale und W. S. Adams, Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 10. 1912.

[5]) z. B. H. Rausch von Traubenberg, Phys. ZS. Bd. 11, S. 105. 1910 und eine Reihe Arbeiten aus neuester Zeit von Nakamura u. a.

daß jedoch die Wellenlänge sonst scharfer Linien dem Druck der umgebenden Atmosphäre entspricht.

29. Aktive Gase. Temperatur im Funken. In den Funkenentladungen entstehen aus nicht bekannten Gründen die aktiven Modifikationen mancher Elemente, z. B. des Stickstoffs, die die eigentliche Funkenbahn als Aureole umgeben, in der Regel schwach leuchten, indes ihrerseits Emissionen besonderer Art anregen. Nachdem schon HERTZ[1]) derartige Beobachtungen gemacht hatte, sind in neuerer Zeit zahlreiche Untersuchungen angestellt worden, über die indes in der speziellen Spektroskopie zu berichten sein wird.

Inwieweit von einer Temperatur im Funken die Rede sein kann bzw. wie eine solche definiert werden soll steht dahin. Das Auftreten gewisser Linien hoher Anregungsstufe, ein hypothetischer Gleichgewichtszustand verschieden ionisierter Atome im Sinne der SAHA-RUSSELschen Theorie, die Intensitätsverteilung im kontinuierlichen Spektrum gewisser Arten von Funken oder innerhalb der Serienspektra eines Elementes vermögen Anhaltspunkte zu Schätzungen zu geben, die indes sehr verschieden ausfallen und zu unsicher sind, um hier diskutiert zu werden. Darin besteht jedoch Übereinstimmung, daß in einem intensiven Bogenfunken etwa von dem Typus der ANDERSONschen Entladungen oder gar der Millikanfunken Temperaturen anzunehmen sind, die weit über alle sonstigen Grenzen hinausgehen und sich mit den Größenordnungen der in kosmischen Lichtquellen neuerdings angenommenen Temperaturen vergleichen lassen. Ein sicheres Urteil ist jedoch noch nicht möglich.

30. Spitzenentladungen. Das Glimmlicht an Spitzen zeigt besondere Spektra, die teils aus Linien, teils aus Banden bestehen und Ähnlichkeit haben mit den Leuchterscheinungen der Initialentladungen von Funken. Die spektroskopischen Einzelheiten gehören der speziellen Spektroskopie an. Darum sei hier nur auf eine Probe einer Untersuchung verwiesen[2]).

---

[1]) Siehe W. MATTHIES, Ann. d. Phys. (4) Bd. 30, S. 633. 1909; R. S. STRUTT, Proc. Roy. Soc. A Bd. 85, S. 219. 1911 und viele folgende Arbeiten.

[2]) Man sehe z. B. H. VON DECHEND, Ann. d. Phys. (4) Bd. 30, S. 719. 1909.

Kapitel 9.

Lumineszenzlichtquellen[1]).

Von

P. PRINGSHEIM, Berlin.

Mit 11 Abbildungen.

1. Definition des Begriffes Lumineszenz. Die Bezeichnung „Lumineszenz" ist für gewisse Arten der Lichtemission von E. WIEDEMANN[2]) eingeführt worden als Gegensatz zum „Temperaturleuchten". Während bei diesem die in der Strahlung auftretende Energie dem durch die Temperatur gegebenen mittleren Energieinhalt der Moleküle entstammt, wird bei der Lumineszenz einzelnen Molekülen durch besondere Erregungsprozesse eine die mittlere Wärmeenergie weit übersteigende „Erregungsenergie" mitgeteilt, die sie dann als Lumineszenzstrahlung wieder abzugeben vermögen. Bedingung für das Auftreten von Lumineszenz ist also einerseits das Zustandekommen von Erregungsprozessen, anderseits die Möglichkeit, daß die erregten Moleküle die aufgenommene Energie solange ungestört aufgespeichert behalten können, bis sie als Strahlung spontan emittiert wird; d. h. die Dichte der Moleküle muß entweder so klein sein, daß die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstoßes zwischen dem erregten und einem anderen Molekül vor dem Eintritt des Emissionsaktes nur gering ist, oder das erregte System muß durch seinen Aufbau derart gegen äußere Störungen geschützt sein, daß Zusammenstöße oder sonstige Nähewirkungen fremder Moleküle nicht imstande sind, seinen Erregungszustand zu vernichten. Der erste Fall trifft für verdünnte Gase zu, der zweite für eine Anzahl ziemlich komplexer organischer und anorganischer Verbindungen sowie für bestimmte mit „fremden" Atomen „aktivierte" Kristalle oder Gläser. Bei den tiefsten Temperaturen scheinen auch für einfach gebaute Kristalle die Bedingungen für ihre Lumineszenzfähigkeit erfüllt zu sein.

Überdauert die Lumineszenzemission den zur Erregung dienenden Prozeß nicht merklich, so wird sie als Fluoreszenz bezeichnet, läßt sie sich dagegen auch noch nach Aussetzen der primären Erregung als „Nachleuchten" verfolgen, so heißt sie Phosphoreszenz. In Gasen und Flüssigkeiten wird fast ausnahmslos nur Fluoreszenz beobachtet, die Leuchtdauer beträgt 10^{-7}—10^{-9} Sek. Umgekehrt zeigen alle festen lumineszierenden Körper Phosphoreszenz, ihre Nachleuchtdauer freilich schwankt zwischen Bruchteilen einer tausendstel Sekunde und vielen Monaten; gut nachleuchtende Stoffe nennt man Phosphore.

---

[1]) Für ausführliche Angaben über Photolumineszenz vgl. Bd. XXIII, Kap. 5, wo auch zahlreiche Literaturangaben zu finden; ferner über Lumineszenzspektra Bd. XXI.

[2]) E. WIEDEMANN, Ann. d. Phys. Bd. 34, S. 446. 1888.

2. Terminologie. Je nach der Art des primären Prozesses unterscheidet WIEDEMANN: Photolumineszenz, wenn die Erregung durch Einstrahlung vom Licht hervorgerufen wird[1]); Elektrolumineszenz beim Durchgang elektrischer Entladung durch Gase, speziell auch Kathodolumineszenz bzw. Kanalstrahlenlumineszenz beim Auftreffen elektrischer Korpuskularstrahlen auf feste Körper; Chemilumineszenz als Begleiterscheinung chemischer Umwandlungen; Thermolumineszenz, die beim Erwärmen mancher Kristalle und Gläser auftritt; Tribolumineszenz, Kristallumineszenz und Lyolumineszenz — relativ wenig untersuchte Phänomene, die beim Zerdrücken, Auskristallisieren oder Auflösen einzelner Kristallphosphore beobachtet werden können. Hierzu kommen weiter, von WIEDEMANN noch nicht mit aufgeführt: die Biolumineszenz, vermutlich nur eine besondere Form von Chemilumineszenz, ausgelöst durch Oxydationsprozesse, in zahlreichen niedrigen lebenden Organismen; die Röntgen- und die Radiolumineszenz. Da viele Kristalle und Gläser, die an sich nicht photo- bzw. thermolumineszent sind, durch die Einwirkung von Radium-, Kathoden- oder Röntgenstrahlen — meist unter gleichzeitiger Verfärbung — derartig verändert werden, daß sie dann durch Lichteinstrahlung oder Erwärmung zur Fluoreszenz angeregt werden können, hat PRZIBRAM[2]) für diese Phänomene die Namen Radiophotolumineszenz und Radiothermolumineszenz bzw. Kathodophotolumineszenz usw. geprägt. Die Entdeckung der Kathodothermolumineszenz geht übrigens auch schon auf E. WIEDEMANN zurück.

3. Lumineszenz von Gasen[3]). Nach dem in Ziff. 1 Gesagten sind im gasförmigen Zustand alle Stoffe — einfache sowohl als beliebig komplizierte Verbindungen — unter geeigneten Erregungsbedingungen lumineszenzfähig. Die verschiedenen Formen der Elektrolumineszenz von Gasen und Dämpfen, wie sie in Funken, Bogen, Glimmentladung usf. in die Erscheinung treten, liefern einige der wichtigsten uns überhaupt zur Verfügung stehenden Lichtquellen und werden darum in besonderen Kapiteln behandelt; desgleichen die meist wohl als Chemilumineszenz anzusehende Lichtemission leuchtender Flammen. Aber auch zur Photolumineszenz lassen sich wohl alle Gase und Dämpfe anregen, sofern nur ihre Dichte nicht zu groß ist und das eingestrahlte Licht überhaupt von ihren Molekülen absorbiert wird. — Der einfachste Fall einer Photolumineszenz tritt ein, wenn ein einatomiger Dampf mit der ersten Linie seiner Absorptionsserie bestrahlt wird; er besteht in der nach allen Seiten gerichteten Reemission dieser Linie und wird nach WOOD als Resonanzstrahlung bezeichnet; die Linien selbst heißen Resonanzlinien des Dampfes, z. B. die D-Linien des Na oder die Linie 2536,7 Å des Hg, an denen bis jetzt bei weitem die meisten Untersuchungen über Resonanzstrahlung ausgeführt wurden. Eine „Resonanzlampe", d. h. ein im übrigen hochevakuiertes Gefäß, das den betreffenden Metalldampf von geringer Dichte enthält und mit Primärlicht bestrahlt wird, in dessen Spektrum die Resonanzwellenlänge vorkommt (Abb. 1), liefert eine Emissionslinie von so geringer Breite, wie sie auf andere Weise nicht gewonnen werden kann, nämlich nur bedingt durch den thermischen Dopplereffekt; sie ist daher für manche experimentelle Zwecke von großer Wichtigkeit.

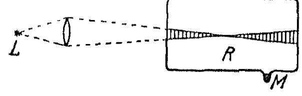


Abb. 1. Resonanzlampe.

[1]) Die Bezeichnungen Fluoreszenz und Phosphoreszenz ohne nähere Angaben beziehen sich meistens nur auf die Photolumineszenz.

[2]) K. PRZIBRAM und E. KARA-MICHAILOVA, Wiener Ber. II. A. Bd. 131, S. 511. 1922; K. PRZIBRAM, ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 196. 1923.

[3]) Für Literaturangaben vgl. vorige S. Fußnote 1; ferner P. PRINGSHEIM, Fluoreszenz und Phosphoreszenz. 3. Aufl. Berlin: Julius Springer 1928.

Wird nicht die Resonanzlinie, sondern eine andere Absorptionslinie des Dampfes zur Erregung verwandt, so enthält das Fluoreszenzlicht neben der primär eingestrahlten Linie noch eine Reihe weiterer Kombinationslinien. Zweiatomige Gase besitzen keine Resonanzlinien, in ihnen treten bei monochromatischer Einstrahlung als Fluoreszenz stets ganze Serien annähernd äquidistanter Linien auf, von WOOD zuerst in Na_2-Dampf, dann in J_2-Dampf beobachtet und „Resonanzspektra" genannt; das gleiche Phänomen ist inzwischen auch an S_2, Se_2, Te_2 und anderen sichergestellt worden. Bei Erregung mit weißem Licht überlagern sich all diese Resonanzspektra zu einem komplizierten Bandenfluoreszenzspektrum. Steigerung des Druckes — sei es infolge von Erhöhung der Dichte des fluoreszierenden Dampfes selbst oder von Zumischung eines fremden Gases — stört in der Regel die Lumineszenzphänomene, indem durch Zusammenstöße der erregten Moleküle mit anderen entweder die einfacheren Spektren in kompliziertere überführt oder aber sie ganz ausgelöscht werden (Abb. 2). Ein besonderer Fall dieser Art liegt dann vor, wenn die dem zur Lumineszenz erregten Dampf zugesetzten Fremdgasmoleküle durch Zusammenstöße mit jenen selbst zum Leuchten erregt werden. Derartige „sensibilisierte" Fluoreszenz ist bisher nur in Dampfgemischen beobachtet worden, deren eine Komponente Hg bildete, das durch Einstrahlung seiner Resonanzlinie erregt wurde; als Zusatzgas dienten die Dämpfe von Tl, Ag, Zn usw.

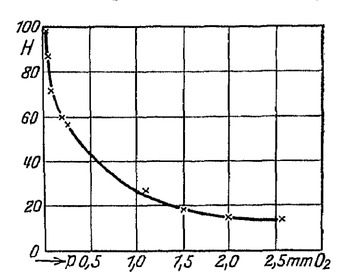


Abb. 2. Schwächung der Hg-Resonanzstrahlung durch Sauerstoff von wachsendem Druck p.

4. Im kondensierten Zustand lumineszenzfähige Moleküle. Elemente und ihre einfacheren Verbindungen, deren Lumineszenzfähigkeit schon im Gaszustande durch Erhöhung der Dichte herabgesetzt oder ganz unterdrückt wird, können im kondensierten Zustand im allgemeinen nicht zur Lumineszenz erregt werden. Unter den in Ziff. 1 erwähnten komplizierter gebauten Stoffen, bei denen dies nicht gilt, sind die wichtigsten Gruppen:

a) zahlreiche organische, vor allem aromatische Verbindungen, unter denen wieder die Farbstoffe besonders hervorzuheben sind. An manchen von diesen Verbindungen, so am Benzol oder Anthrazen, läßt sich die im Typus immer gleichartige Lumineszenz durch alle Aggregatzustände hindurch verfolgen: im Dampf, in flüssiger Lösung, im festen Kristall, so daß sie ganz unverkennbar als Molekulareigenschaft charakterisiert ist. Die Farbstoffe dagegen zeigen durchweg nur in verdünnten festen oder flüssigen Lösungen, dann allerdings oft sehr glänzende sichtbare Fluoreszenz, wobei auch die Natur des Lösungsmittels vielfach noch eine ausschlaggebende Rolle spielt;

b) die Uranylsalze, die zwar nie als Dämpfe, wohl aber in flüssiger und fester Lösung sowie im reinen kristallinischen Zustande Lumineszenzspektra vom gleichen Typus aufweisen; da die Uranosalze die gleiche Eigenschaft nicht besitzen, ist augenscheinlich die Leuchtfähigkeit dem Uranylradikal als solchem zuzuschreiben;

c) schon mit sehr viel geringerer Sicherheit, die Doppelzyanüre des Platins, die nur in kristalliner Form, nicht aber in Lösung oder geschmolzen lumineszieren, so daß es fraglich erscheint, ob die Lumineszenz den Molekülen an sich oder nicht vielleicht eher nur einer bestimmten Kristallgitteranordnung dieser Moleküle eigentümlich ist; in dem letzten Falle würden diese Salze richtiger unter die in der nächsten Ziffer zu behandelnden Phosphore einzuordnen sein. Das

gleiche gilt in noch höherem Grade für die Wolframate und Molybdate der Erdalkalien.

d) Endlich geben die seltenen Erden in den verschiedensten Verbindungen Anlaß zum Auftreten von Lumineszenz; handelt es sich auch hier wieder, sobald feste Salze vorliegen, meist um „Kristallphosphore", so lassen sich doch anderseits wässerige Lösungen von Salzen (Chloride, Sulfate usw.) der seltenen Erdmetalle durch Einstrahlung kurzwelligen Lichtes ebenfalls zur Fluoreszenz erregen, wodurch sie sich von den entsprechenden Salzen aller anderen Metalle unterscheiden.

Bei den tiefsten Temperaturen scheinen, wie schon erwähnt, auch einfach gebaute Moleküle im kondensierten Zustand ihre Lumineszenzfähigkeit zurückzugewinnen. Mit Sicherheit ist dies allerdings bis jetzt nur für festen Stickstoff gezeigt worden, an dem VEGARD unterhalb 35° abs. intensive Kathodo-, Kanalstrahlen- und Röntgenlumineszenz beobachten konnte[1]). Oberhalb 35° abs. verliert der Stickstoff, dessen Schmelzpunkt erst bei 62,5° liegt, seine Erregbarkeit fast ganz, es bleibt bei gleicher Primärbestrahlung nur ein schwaches diffuses Leuchten übrig, wie es VEGARD ähnlich auch an festem O_2 und NH_3 fand. MC LENNAN, der den VEGARDschen Versuchen ähnliche Beobachtungen anstellte, glaubte allerdings auch an festem Argon ein für dieses charakteristisches Leuchten sichergestellt zu haben[2]). Nach VEGARD scheint es sich dabei aber nur um Spuren von als Verunreinigung im Argon enthaltenen Stickstoff zu handeln, dessen typische Lumineszenz durch die Suspension im festen Argon etwas modifiziert ist: durch wachsende N_2-Konzentration läßt sich das scheinbare Argonspektrum stetig in das für reinen Stickstoff charakteristische überführen. An festem CO_2 und H_2O konnte auch MC LENNAN bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs durch Kathodenstrahlen keinerlei sichtbare Lumineszenz erhalten.

5. Durch Fremdatome aktivierte Phosphore[3]). Neben den in der vorangehenden Ziffer aufgeführten Stoffen, deren Moleküle als solche eine Leuchtfähigkeit besitzen, die durch die Nachbarschaft fremder Moleküle nur relativ wenig beeinflußt wird, gibt es eine außerordentlich verbreitete Gattung lumineszierender fester Körper, die alle dadurch charakterisiert sind, daß sie aus einem Grundstoff bestehen, der an sich nicht zum Leuchten erregt werden kann, und der erst durch eine meist minimale Beimischung einer fremden Atomart Lumineszenzfähigkeit gewinnt, während die „aktivierenden" Atome ihrerseits, wenn sie nicht mit hinreichender Verdünnung in einem geeigneten Grundstoff eingebettet sind, auch keinerlei Lumineszenzvermögen besitzen. Es scheint fast so, als ob alle nicht zu stark gefärbten (durchsichtigen) festen Stoffe — Kristalle sowohl als Gläser — als Grundmaterial und ebenso alle nicht zu stark färbenden Zusätze, in erster Linie Metallverbindungen, zur Aktivierung dienen können. So wurden bisher Phosphore untersucht, deren Grundmaterial bestand aus Sulfiden, Chloriden, Bromiden, Jodiden, Fluoriden, Oxyden, Seleniden, Molybdaten, Wolframaten, Sulfaten, Karbonaten, Silikaten der Alkalien, Erdalkalien und vieler Leichtmetalle; nicht brauchbar dagegen sind z. B. die ziemlich tief gefärbten Sulfide des Hg oder Cd. Als wirksame Metalle können in den verschiedensten Phosphoren fast alle Leicht- und Schwermetalle verwandt werden, so jedoch, daß je nach Art des Grundmaterials das eine oder andere eine besondere Vorzugsstellung besitzt; Mn, Bi, Pb, auch Cu sowie die seltenen Erdmetalle

---

[1]) L. VEGARD, C. R. Bd. 179, S. 35 u. 151. 1924; Phys. ZS. Bd. 25, S. 685. 1924; Proc. Amsterdam Akad. Bd 27, S. 1. 1924; Ann. d. Phys. Bd. 79, S. 377. 1926.

[2]) J. C. MC LENNAN u. G. M. SHRUM, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 106, S. 138. 1924.

[3]) Für Literaturnachweise vgl. Fußnote 3, S. 281.

bilden mit fast allen Grundmaterialien gute Phosphore, während etwa Eisen bis jetzt nur in NaS sich als leuchtfähig erwies und sonst die etwa von anderen aktivierenden Bestandteilen herrührende Leuchtfähigkeit zu zerstören vermag; umgekehrt ist Bohrstickstoff als Grundmaterial nur durch Kohlenstoff aktivierbar.

Die weitaus größte Zahl der durchsichtigen natürlichen Mineralien, insbesondere Edelsteine und Halbedelsteine, sind auf diese Weise durch geringfügige Zusätze meist unbekannter Art zu Phosphoren gemacht, so der Rubin (Aluminiumoxyd mit Cr aktiviert), die meisten Diamanten (aktivierendes Metall unbekannt) usw. Hierher zu rechnen sind auch Körper wie das natürliche verfärbte Steinsalz, in dem in feinster Verteilung gelöstes Natrium die Rolle des aktivierenden Fremdmetalls übernimmt; die Verfärbung kann auch an ursprünglich farblosem Salz, etwa durch Röntgen- oder Radiumstrahlen, hervorgerufen werden, und die an derartigen Präparaten durch Licht auszulösende Lumineszenz fällt dann unter den Begriff der in Ziff. 2 erwähnten Radiophotolumineszenz.

Unter der außerordentlich großen Zahl durch Fremdatome aktivierter Phosphore ist aber eine bestimmte Gruppe durch Intensität und Dauer des Leuchtens (insbesondere der Photolumineszenz) ausgezeichnet; diese Stoffe werden gewöhnlich als „Lenardphosphore" bezeichnet, weil LENARD und seine Schüler ihre Eigenschaften, die Bedingungen, denen sie ihre Leuchtfähigkeit verdanken, sowohl als auch die quantitativen Einzelheiten über die Erregung und Emission ihrer Lumineszenz eingehend erforscht haben, nachdem allerdings schon vorher von anderen, vor allem von VERNEUILLE und von BOISBAUDRAN die Grundlagen zu diesen Untersuchungen geliefert worden waren. Erst indem man die an den Lenardphosphoren gewonnenen Resultate nun auch auf die im weiteren Sinne zu ihnen gehörigen aktivierten Phosphore überträgt, erkennt man das ihnen allen gemeinsame Prinzip, in erster Linie die ausschlaggebende Rolle der aktivierenden Fremdatome. Die ursprünglichen Lenardphosphore bestehen aus dem Sulfid eines Erdalkalimetalles, das unter Zuhilfenahme eines wesentlich als Flußmittel dienenden Salzzusatzes (Na_2SO_4, CaF_2 u. dgl.) mit geringen Mengen ($< 1^0/_{00}$) des wirksamen Metalles bei ca. 1200° zusammengesintert ist. Vermutlich handelt es sich bei diesem Präparationsprozeß um die Ausbildung mikrokristalliner Mischkristalle. Durchaus analog den Erdalkalisulfidphosphoren erwiesen sich die als „Sidotblende" schon lange bekannten Zinksulfidphosphore, insbesondere was die Notwendigkeit ihrer Aktivierung durch ein Fremdmetall angeht. Dann zeigte es sich, daß auch die Selenide und Oxyde der Erdalkalien zur Darstellung von Phosphoren geeignet sind, und daß anderseits an die Stelle des Erdalkalimetalles außer dem Zn auch Mg, Be, Na u. a. m. treten können, bis schließlich der Begriff in dem oben angegebenen Sinne erweitert werden konnte. Man bezeichnet so als einen Ca-Mn-Wolframatphosphor oder als Mg-Cu-Sulfidphosphor einen Körper, dessen Grundmaterial aus Kalziumwolframat bzw. Magnesiumsulfid besteht und der mit Spuren von Mangan bzw. Kupfer aktiviert ist. Der eigentliche Lumineszenzprozeß, soweit er in der Lichtemission besteht, hat dabei seinen Sitz offenbar im wirksamen Metall, was bei den mit seltenen Erden aktivierten Phosphoren besonders deutlich wird, für den Erregungsprozeß, insbesondere bei der Erregung durch Lichteinstrahlung ist dagegen das Grundmaterial von ausschlaggebender Bedeutung, durch seine Natur wird insbesondere die spektrale Lage der Phosphoreszenz-Erregungsbanden definiert.

Während man jetzt vielfach zu der Annahme[1]) geneigt ist, daß bei den Lenardphosphoren und allen ihnen analogen leuchtfähigen Stoffen kristalline

[1]) Vgl. z. B. A. SCHLEEDE, Naturwissensch. Bd. 14, S. 586. 1926.

Struktur wesentliche Vorbedingung für die Lumineszenzfähigkeit ist[1]), gibt es auch zahlreiche Gläser, die bei geeigneter Erregung lumineszieren, tatsächlich kommen hier so ziemlich alle technischen Silikatgläser in Betracht, und zwar dürften auch sie ihre Leuchtfähigkeit in ihnen gelösten Verunreinigungen verdanken; soweit diese Beimischungen zufälliger Natur sind, ist auch Stärke und Farbe des Leuchtens für einzelne Glasproben sehr ungleich, ganz charakteristisch dagegen und von großer Intensität ist z. B. die Fluoreszenz von Uranglas, Didymglas oder des Jenaer Gelbfilterglases.

6. Abhängigkeit der Lumineszenz von den Anregungsbedingungen. Flüssigkeiten sind fast ausschließlich auf Photolumineszenz untersucht worden, nur bei einigen Farbstoffen (Reten, Anilin, Diphenyl) haben WIEDEMANN und SCHMIDT auch im geschmolzenen Zustand Kathodolumineszenz festgestellt, während analoge Beobachtungen an flüssigen Lösungen — wesentlich wohl aus versuchstechnischen Gründen — bislang nicht gemacht wurden. Von festen Körpern dagegen läßt sich im allgemeinen sagen, daß, soweit sie Photolumineszenz aufweisen, sie auch durch andere Prozesse zur Lumineszenz angeregt werden können; und daß ferner jeder Prozeß, der überhaupt imstande ist, Leuchten hervorzurufen, im wesentlichen die gleiche Art von Lumineszenz erregt, abgesehen von gewissen Einschränkungen infolge der energetischen Bedingungen, die in Ziff. 9 noch zu besprechen sein werden. Das gleiche gilt auch für Gase; so kann im Hg-Dampf durch Einstrahlung, also als Photolumineszenz, sein vollkommenes Bogenspektrum angeregt werden, das genau ebenso beim Durchgang von Elektronen durch den Dampf oder in Hg-Kanalstrahlen auftritt; die D-Linien des Natriums erscheinen ebenso als durch Licht ausgelöste Resonanzstrahlung wie als Chemilumineszenz bei exotermen chemischen Prozessen, an den Na-Dampf beteiligt ist; desgleichen ist für die Dämpfe aromatischer Verbindungen wiederholt nachgewiesen worden, daß ihre Photolumineszenz- und Elektrolumineszenzspektra koinzidieren. Was nun Substanzen im festen Zustande betrifft, so ist hier häufig die Anregung durch elektrische Korpuskularstrahlen leichter zu erreichen als diejenige durch Licht, aus dem leicht verständlichen Grunde, daß im zweiten Falle das einfallende Licht nicht nur überhaupt absorbiert werden muß, sondern gerade an solchen Stellen des leuchtfähigen Systems, an denen die Lichtabsorption zur Erregung führt; bei dem sehr viel gröberen Eingriff dagegen, den das Bombardement mit elektrisch geladenen Korpuskeln darstellt, wird wohl stets jedem Mechanismus der getroffenen Moleküle ein Teil der auffallenden Energie übermittelt. Das hat zur Folge, daß die Kathodolumineszenz unter Körpern vom Typus der Lenardphosphore noch viel verbreiteter ist als die Photolumineszenz: fast jedes nicht ganz reine anorganische Salz kann durch Kathodenstrahlen zum Leuchten erregt werden, während zum mindesten, um kräftig photolumineszente Lenardphosphore zu erzeugen, besondere Sorgfalt bei der Präparation anzuwenden ist. Auch diese verlieren bei Temperaturen, die meist unterhalb 400° liegen, ihre Photolumineszenzfähigkeit vollständig, zeigen dagegen bei weit höheren Temperaturen, die manchmal bis zu 1000° reichen, kräftige Kathodo- und Röntgenfluoreszenz[2]). Die Gleichartigkeit der Fluoreszenzspektra bei verschiedenen Erregungsprozessen, soweit diese überhaupt wirksam sind, ist in vielen Fällen geprüft worden, speziell für Photo- und Kathodolumineszenz von GOLDSTEIN für zahlreiche feste aromatische Verbindungen, von URBAIN und DE WATTEVILLE

[1]) LENARD selbst allerdings vertritt weiterhin die Ansicht, daß die eigentlichen Lenardphosphore, im Gegensatz z. B. zur Zinkblende, aus Glasflüssen bestehen, in denen sich hochkomplexe Moleküle ausbilden, die sog. „Phosphoreszenzzentren".

[2]) E. WIEDEMANN, Ann. d. Phys. Bd. 56, S. 201. 1895; E. L. NICHOLS u. D. T. WILBER, Phys. Rev. Bd. 17, S. 453. 1921.

für mit seltenen Erden aktivierte Fluorite, von NICHOLS und MERRITT für Uranylsalze und Kalzit, von LENARD und seinen Schülern[1]) für Sulfidphosphore usw. Sidotblende zeigt auch bei Erregung mit Kanalstrahlen oder α-Strahlen die gleichen Emissionsbanden wie bei Erregung durch Licht[2]).

Viele lumineszenzfähige Stoffe haben allerdings die Eigentümlichkeit, daß ihre Emissionsspektra komplex sind, aus mehreren Banden oder Bandensystemen bestehen, von denen die einen bei tieferen, die anderen bei höheren Temperaturen an Intensität überwiegen („Kälte- bzw. Hitzebanden"), so daß also die Lumineszenzfarbe unter gleichartiger Erregung beim Erwärmen des Phosphors von einer Farbe in die andere umschlägt. Bei Erregung mit Kathoden- oder mit γ-Strahlen (vermutlich auch mit Röntgenstrahlen) treten an Lenardphosphoren auch bei Zimmertemperatur, teilweise sogar bei noch stärkerer Erwärmung, in Nachleuchten Kältebanden hervor, die bei Erregung mit Licht nur bei tiefen Temperaturen ihre Anregungsenergie über längere Zeit aufspeichern können[3]). Umgekehrt zeigen dieselben Phosphore (z. B. BiSrS, CuBaS u. a. m.) unter Kanalstrahlerregung schon bei Zimmertemperatur unter Vorherrschen der typischen Hitzebanden eine Energieverteilung in ihrem Emissionsspektrum, die für die Photolumineszenz erst oberhalb 300° sich einstellt[4]): es hat also den Anschein, als würde durch die Kanalstrahlen eine lokale — vielleicht nur „molekularlokale" — Temperaturerhöhung verursacht. Außerdem ist bei der Kanalstrahlenlumineszenz von festen Salzen oder Gläsern bemerkenswert, daß fast stets neben den für die festen Phosphore charakteristischen Banden noch Linien auftreten, die dem Dampfspektrum eines der in dem Körper enthaltenen Elemente angehören — etwa die *D*-Linie sowie andere Haupt- und Nebenserienlinien des Na beim Thüringer Glas, die grüne Thalliumlinie 5351 Å beim Thalliumsulfat usf. Diese Linienemission darf sicher nicht den festen Substanzen zugeschrieben werden, sondern dem Dampf des betreffenden Metalles, der durch das Auftreffen der Kanalstrahlen freigemacht wird, der aber bei den herrschenden Temperaturen nur in nächster Nachbarschaft der Auftreffstelle merkliche Dichte besitzt; daher wird die Linienemission nur in einer dünnen, unmittelbar an den festen Körper angrenzenden Schicht beobachtet. Ob aber, wie STARK und WENDT annehmen zu müssen glauben, die Metallatome ihre Erregungsenergie schon während ihrer Bindung im festen Körper aufnehmen, also im erregten Zustande verdampfen, scheint zum mindesten sehr fraglich.

Bei Bestrahlung mit Korpuskularstrahlen — in geringerem Maße auch mit kurzwelligem Licht — kommt es nicht selten vor, daß neben der lumineszenzerregenden Wirkung eine chemische Veränderung des getroffenen Körpers einhergeht, und wenn das Umwandlungsprodukt seinerseits lumineszenzfähig ist, so tritt an Stelle des ursprünglichen allmählich ein neues Emissionsspektrum. Derartige Beobachtungen sind in besonders großer Zahl von E. GOLDSTEIN an festen aromatischen Verbindungen unter Kathodenstrahlbombardement angestellt worden; da die Umwandlungsprodukte gegen die weitere Einwirkung der Kathodenstrahlen sich sehr viel beständiger erwiesen als die Ausgangsstoffe, hat GOLDSTEIN die Spektra der letzteren als Vorspektra, die der ersteren als Hauptspektra der betreffenden Substanzen bezeichnet. Aber auch hier wieder lassen sich die einen sowohl wie die anderen in gleicher Weise durch Kathodenstrahlen und durch ultraviolettes Licht hervorrufen.

Die Spektra, die bei Triboluminеszenz auftreten, sind ebenfalls mit denen

---

[1]) R. STADLER, Ann. d. Phys. Bd. 80, S. 741. 1926.
[2]) G. BERNDT, Radioaktive Leuchtfarben. Sammlung Vieweg Heft 47. 1920.
[3]) E. RÜCHARDT, Ann. d. Phys. (4) Bd. 48, S. 858—876. 1915.
[4]) E. RUPP, Ann. d. Phys. Bd. 75, S. 369. 1924.

der Photolumineszenz identisch. Ferner sind viele Phosphore „flammenerregbar", d. h. sie zeigen, in den Saum einer Wasserstoff- oder Azetylenflamme gebracht, mehr oder weniger kräftiges Leuchten, daß seiner Helligkeit und spektralen Intensitätsverteilung nach nicht als Temperaturleuchten anzusehen ist, auch z. B. durch Erwärmen im elektrischen Ofen nicht hervorgebracht wird. LENARD hat diese Erscheinung als erster an Sulfidphosphoren beschrieben (CaBi, SrBi) und festgestellt, daß die dabei auftretenden Banden mit den durch Licht erregten Hitzebanden übereinstimmen[1]). Besonders kräftig ist das Flammenleuchten des mit Kohlenstoff aktivierten Bohrstickstoffs, auch hier wieder im Emissionsspektrum mit der Kathodofluoreszenz, Röntgenfluoreszenz und Photolumineszenz zusammenfallend[2]). NICHOLS hat allerdings das Flammenleuchten an einer sehr großen Zahl von Verbindungen beobachtet, die keinerlei Photolumineszenz aufweisen, an reinen Oxyden, Sulfiden, Phosphaten vieler Metalle ohne jeden aktivierenden Zusatz. Ob aber nicht doch auch hier — wie es TIEDE für das Bornitrid sichergestellt hat — letzte spurenweise Verunreinigungen für das Zustandekommen des Phänomens wesentlich sind, kann noch nicht als entschieden gelten. Viele stark photolumineszente Phosphore, Kalziumwolframat z. B. und manche Lenardphosphore, auch Uranglas, sind nicht flammenerregbar. Dagegen sind alle flammenerregbaren Stoffe auch bei hohen Temperaturen kathodolumineszent, immer wieder mit identischem Emissionsspektrum[3]).

Schließlich haben KAUTSKY und ZOCHER auch für Farbstoffe — Rhodamin und Fluoreszein — nachgewiesen, daß sie bei Erregung durch chemische Prozesse (Oxydation von Silikathydroxyd) zur Emission der gleichen Fluoreszenzbanden angeregt werden, die für ihre Photolumineszenz charakteristisch sind.

7. Abhängigkeit der Leuchtdauer von den Erregungsbedingungen. Die Nachleuchtdauer ist nicht nur, wie schon erwähnt, für verschiedene phosphoreszierende Stoffe sehr ungleich, sie ist im allgemeinen auch, wenn einem Stoff mehrere Emissionsbanden zukommen, für jede von diesen verschieden, so daß also während des Nachleuchtens ein Farbumschlag eintritt, wie das z. B. an festen Farbstofflösungen und an fast allen Lenardphosphoren beobachtet wird; und sie ist schließlich für jede Bande in hohem Grade Funktion der Temperatur: Daß bei sehr tiefen Temperaturen die Abklingungszeit unendlich lang werden kann, d. h. daß der Phosphor wohl erregt wird, aber die aufgenommene Energie in Form von Strahlung erst wieder abgibt, wenn man ihn erwärmt, hat zum erstenmal DEWAR festgestellt, als er einen Ammoniumplatinzyanürkristall in einem Bad von flüssigem Wasserstoff mit kurzwelligem Licht bestrahlte und nachher aus dem Kältebad herausnahm. Ausführlich hat dann LENARD dieses Phänomen an Erdalkalisulfidphosphoren untersucht: er fand, daß, wenn man einen solchen Phosphor bei der Temperatur der flüssigen Luft in seinem „unteren Momentanzustand" erregt und dann langsam erwärmt, seine einzelnen Banden je nach ihrer „Temperaturlage" sukzessive als Phosphoreszenz in die Erscheinung treten: anfänglich nur die Kältebanden, zuletzt erst die Hitzebanden. Oberhalb einer bestimmten Temperatur (meist zwischen 300 und 400°) kommt der Phosphor in seinen „oberen Momentanzustand", in dem alle Banden praktisch momentan abklingen. Fluoreszenz während der Erregung ist aber stets auch bei den tiefsten Temperaturen zu beobachten; LENARD unterscheidet darum zwischen zwei Arten von Lumineszenzzentren: Momentanzentren und Dauerzentren, von denen nur die letzteren imstande sein sollen, absorbierte Energie über längere Zeit aufzuspeichern.

[1]) P. LENARD, H. KAMERLINGH ONNES u. W. PAULI, Proc. Amsterdam 1909, S. 151.

[2]) E. TIEDE u. FR. BÜSCHER, Chem. Ber. Bd. 53, S. 2206. 1920; E. TIEDE u. HENRIETTE TOMASCHEK, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 147, S. 111. 1925.

[3]) E. NICHOLS u. D. T. WILBER, Phys. Rev. Bd. 17, S. 453, 469. 1921.

Das allmähliche Abklingen des Dauerleuchtens (Abb. 3) läßt sich nach LENARD für die von ihm untersuchten Phosphore am besten durch eine Superposition von e-Funktionen wiedergeben, woraus er schließt, daß auch die Dauerzentren nicht alle gleichartig sind, sondern daß Zentren großer, mittlerer und kleiner Dauer nebeneinander existieren müssen, die sich irgendwie in ihrem Aufbau voneinander unterscheiden. Durch Einstrahlung von Licht können sie alle erregt werden, wobei aber doch je nach der Wellenlänge der erregenden Strahlung die einen oder die anderen bevorzugt sind. Durch Kathodenstrahlen dagegen und ähnlich durch Röntgenstrahlen werden fast ausschließlich die Zentren kürzerer Dauer erregt, daher klingt dann unter sonst gleichen Versuchsbedingungen die Phosphoreszenz weit schneller ab als im ersten Falle[1]). Zu einem entgegengesetzten Resultat gelangen NICHOLS, HOWES und WILBER[2]) bei der Untersuchung einiger sehr schnell abklingenden Substanzen, nämlich von Uranylsalzen (bei $-180°$) und von natürlichem Kalzit: hier sinkt die anfänglich sehr kräftige Photolumineszenz bereits innerhalb von 0,003 Sek. unter die Schwelle der Beobachtbarkeit, während die im Moment der Erregung relativ viel schwächere Röntgenphosphoreszenz sich über mehrere Sekunden, die Kathodophosphoreszenz sogar über mehr als eine Minute sich verfolgen läßt. Dabei handelte es sich nicht um eine dauernde Umwandlung der Substanz unter Wirkung der Bestrahlung in eine länger nachleuchtende Modifikation; denn auch unmittelbar nach oder sogar während der Kathodenbestrahlung erhält man bei Erregung durch kurzwelliges Licht immer wieder die ursprüngliche steile Abfallkurve (Abb. 4 u. 5). Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Rubin; seine Photolumineszenz klingt in etwa 10^{-3} Sek. ab, seine Kathodophosphoreszenz erst nach einigen Minuten, und zwar desto langsamer, je härter die erregenden Strahlen sind. Vielleicht läßt sich hiermit eine andere Beobachtung an Lenardphosphoren in Zusammenhang bringen: durch Erregung mit Kathoden-, Röntgen- oder γ-Strahlen vermögen „Kältebanden", bei Zimmertemperatur, bei der sie unter der Wirkung von Lichteinstrahlung nur als Momentanleuchten hervortreten, merkliche Energiebeträge aufzuspeichern, so daß bei folgender Erwärmung der Phosphor die für sie charakteristischen Wellenlängen emittiert[3]).

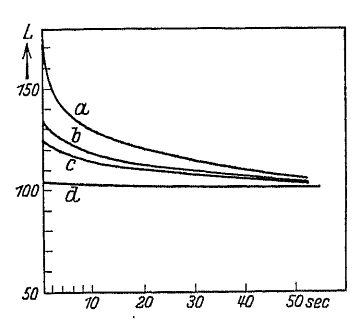
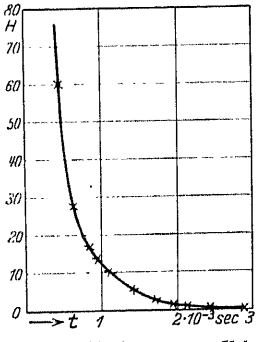


Abb. 3. Abklingung eines durch Lichteinstrahlung erregten CaBi-Sulfidphosphors bei verschiedenem Bi-Gehalt.



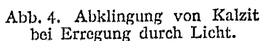


Abb. 4. Abklingung von Kalzit bei Erregung durch Licht.

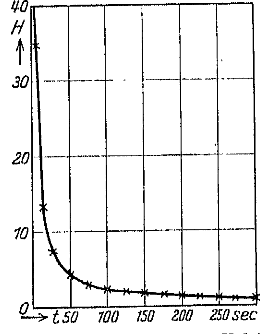


Abb. 5. Abklingung von Kalzit bei Erregung mit Kathodenstrahlen.

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 462. 1903; Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1909, S. 33.
[2]) E. NICHOLS, H. L. HOWES u. D. T. WILBER, Phys. Rev. Bd. 12, S. 351. 1918.
[3]) E. RUPP, Ann. d. Phys. Bd. 75, S. 369. 1924; R. STADLER, Ann. d. Phys. Bd. 80, S. 741. 1926.

8. Mechanismus der verschiedenen Arten von Lumineszenzerregung. Die verschiedenen Erregungsmöglichkeiten der Lumineszenz, in Ziff. 2 rein phänomenologisch klassifiziert, sind durchaus nicht gleichwertig. Bei der Photolumineszenz entstammt die ausgestrahlte Energie dem einfallenden Lichte selbst, und im allgemeinen wird sie von dem gleichen System, das sie beim Absorptionsakt aufgenommen hat, im Emissionsakt wieder abgegeben, es sei denn daß wie etwa im Fall der sensibilisierten Fluoreszenz eine Energieübertragung durch Stoßprozesse zwischengeschaltet wäre; eine Ausnahme machen die Kristallphosphore, bei denen vermutlich das „Photoelektron", welches bei der Absorption ganz von seinem Atom losgetrennt wird, und das bei dessen Rückkehr in Aktion tretende „Emissionselektron" nicht identisch sind. Ähnlich liegt der Fall bei der Elektrolumineszenz: direkte Anregung des Leuchtmechanismus durch Stoß, soweit es sich um den Durchgang von langsamen Elektronenstrahlen oder von Kanalstrahlen durch Gase handelt; während von schnellen Kathodenstrahlen zunächst wohl stets sekundäre Kathodenstrahlen kleinerer Geschwindigkeit erzeugt werden, die dann ihrerseits im Gase bzw. am festen Körper die Lumineszenz hervorrufen. Ein solcher Zwischenprozeß muß mit noch größerer Sicherheit für die Erregung von Lumineszenz durch Röntgenstrahlen angenommen werden, da die elementaren Absorptionsakte für die Röntgenstrahlen selbst viel zu wenig zahlreich sind, als daß man, wenn jedem von ihnen nur ein Lichtemissionsprozeß entspräche, eine hinreichende Lichtausbeute erhalten könnte. E. RUPP konnte denn auch die vollkommene Analogie der Lumineszenzerregung durch Kathodenstrahlen einerseits, durch Röntgen- oder γ-Strahlen anderseits experimentell nachweisen[1]). Röntgenlumineszenz erscheint somit nur als eine Art sekundärer Kathodolumineszenz, und die Möglichkeit der Lumineszenzerregung durch Röntgenstrahlen ist auf die Auslösung sekundärer Kathodenstrahlen zurückgeführt: wo diese fehlt, ist auch keine Röntgenlumineszenz zu erwarten; dadurch erklärt es sich, daß Substanzen, wie das von LENARD viel verwandte Pentaketylparatolülketon, trotz sehr intensiver Kathodofluoreszenz keine merkliche Röntgenlumineszenz aufweisen. Umgekehrt konnte RUPP durch Zusatz von Bi-Nitrat, das die Leuchtfähigkeit an sich nicht beeinflußte, die Röntgenlumineszenz eines CuZnS-Phosphors merklich erhöhen. Noch wesentlich indirekter scheint der Vorgang bei der Tribolumineszenz zu sein: nach LENARD liegt hier ein Fall von tertiärer Photolumineszenz vor, indem beim Zerbrechen der Kristalle elektrische Potentialdifferenzen sich ausbilden und die von diesen in luftverdünnten Spalten verursachten elektrischen Entladungen von der Aussendung ultravioletten Lichtes begleitet sind, die dann ihrerseits erst die Fluoreszenz hervorruft[2]). Für die Richtigkeit dieser Erklärung der Tribolumineszenz spricht die Beobachtung von LONGCHAMBON, wonach beim Zerbrechen verschiedener Kristalle, wie Zucker, Kadmiumsulfat, Uranylnitrat, Flußspat ein Lumineszenzspektrum emittiert wird, das aus einer Reihe von Stickstoffbanden besteht und an Intensität bedeutend zunimmt, wenn man die Versuche bei erniedrigtem Luftdruck vornimmt[3]); daneben finden sich in der Triboluminenszenz stets noch die für den betreffenden Phosphor, etwa das Uransalz, charakteristischen Banden. Die Szintillationen, die beim Auftreffen von α-Strahlen auf Kristallphosphore (Zinksulfid) beobachtet werden und z. B. zur Zählung der α-Teilchen dienen, mögen gleichfalls

[1]) E. RUPP, Ann. d. Phys. Bd. 75, S. 369. 1924.
[2]) P. LENARD, Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1914. Bd. 28, S. 39.
[3]) H. LONGCHAMBON, C. R. Bd. 174, S. 1633. 1922 u. Bd. 176, S. 691. 1923. Wegen einer anderen möglichen Erklärung des Tribolumineszenzmechanismus siehe im folgenden bei der Thermolumineszenz.

auf diese Weise zu deuten sein, indem die α-Teilchen an der Auftreffstelle den Kristall zerbrechen[1]). Tatsächlich werden durch lange fortdauernde α-Bestrahlung Kristalle oder auch Gläser weitgehend zerstört. Daß schließlich auch bei der Lumineszenzerregung durch Kanalstrahlen an festen Körpern zum mindesten teilweise solche indirekte Prozesse mitspielen, folgern STARK und WENDT[2]) daraus, daß eine von einem scharf begrenzten Kanalstrahlbündel getroffene Kristallplatte nicht nur am Ort des Auftreffens, sondern durch ihr ganzes Volumen hin leuchtet; als ultraviolette Lichtquelle käme hier die oben beschriebene aus dem Metalldampf herstammende Linienfluoreszenz in Betracht.

In den meisten Fällen von Chemilumineszenz sind es nicht die an der chemischen Reaktion teilnehmenden Moleküle selbst, denen die Lichtemission zugeschrieben werden muß, da in der Regel nicht die für das neugebildete System charakteristischen Spektra beobachtet werden: so treten bei der Bildung von NaJ aus dampfförmigem Na und J_2 in der Lumineszenz weit überwiegend die D-Linien des Natriums auf, es muß somit die bei der Reaktion frei werdende Energie von dem NaJ-Molekül zunächst aufgespeichert und dann bei einem Zusammenstoß auf ein Na-Atom übertragen werden, so daß dieses zur Lichtaussendung angeregt wird. Ganz analog liegt es bei der in Ziff. 6 beschriebenen Flammerregung von Phosphoren, bei der von KAUTSKY und ZOCHER untersuchten Chemilumineszenz des Silikons usf.[3]).

Doch auch hier entstammt die in der Lumineszenzemission auftretende Energie, wenn schon auf Umwegen, der im Primärvorgang zugeführten Energie. Bei der Thermolumineszenz trifft das nicht mehr zu, andernfalls würde sie überhaupt nicht unter den Begriff „Lumineszenz" fallen, sondern als ein wenn auch stark selektives Temperaturleuchten anzusehen sein, wie es z. B. in der Emission der grünen Thalliumlinie durch im Hochvakuum auf 1400° erhitzten Thalliumdampf bekannt ist. Vielmehr ist die Wirkung der Erwärmung auf thermolumineszierende Körper eine rein auslösende, die eigentliche Erregungsenergie muß dem Phosphor vorher auf anderem Wege, etwa durch Belichtung oder durch Kathodenbestrahlung, zugeführt worden sein: thermolumineszent sind solche Phosphore, in denen der durch die primäre Behandlung erzeugte Erregungszustand bei mittleren bzw. tiefen Temperaturen große Stabilität besitzt, so daß die Rückkehr in den unerregten Zustand unter Lichtemission erst infolge von Erwärmung eintritt[4]). Ein besonderes übersichtliches Beispiel von Thermolumineszenz bieten also Lenardphosphore, wenn sie in ihrem unteren Momentanzustand erregt werden. Es gibt zahlreiche Mineralien, Flußspatvarietäten z. B. oder Kalzite, die von Natur (vielleicht infolge langdauernder schwacher radioaktiver Strahlenwirkung am Ort ihres Vorkommens) thermolumineszent sind, in der Weise, daß man sie bei Zimmertemperatur beliebig lange aufbewahren kann und sie erst bei Erhitzung auf einige hundert Grad hell zu leuchten beginnen. Ist aber ein thermolumineszenter Körper durch länger dauernde Erhitzung „ausgeleuchtet", so kann er durch abermalige Erwärmung nicht nochmals zur Lumineszenz gebracht werden, ehe er nicht durch einen der genannten Prozesse frisch erregt und so wieder in den thermolumineszenzfähigen Zustand versetzt worden ist.

---

[1]) H. GEIGER u. A. WERNER, ZS. f. Phys. Bd. 21, S. 192. 1924.

[2]) J. STARK u. G. WENDT, Ann. d. Phys. Bd. 39, S. 849. 1912.

[3]) Ausführlicheres über Chemilumineszenz im folgenden Abschnitt sowie in Bd. XXIII: NODDACK, Photochemie, Kap. 6, S. 594.

[4]) Ähnlich könnten vielleicht manche Fälle von Tribolumineszenz erklärt werden, indem hier die auslösende Wirkung statt durch Erwärmung durch die den Bruch begleitende Erschütterung hervorgebracht wird. (A. IMHOF, Phys. ZS. Bd. 18, S. 374. 1917.)

9. Die zur Erregung nötige Mindestenergie. Die in einem Elementarprozeß, d. h. von einem einzelnen erregten Molekül ausgestrahlte Energie kann nie größer sein als der dem Molekül beim Erregungsakt zugeführte Betrag, es sei denn, daß aus dem Wärmeinhalt des Systems noch zusätzliche Energie zur Verfügung steht; dieser Energieüberschuß ist aber, solange die Temperaturen nicht sehr hoch sind und es sich um die Emission sichtbaren oder ultravioletten Lichtes handelt, im Verhältnis zur eigentlichen Erregungsenergie immer nur klein. Die als Strahlung in einem Elementarprozeß aufgenommene oder abgegebene Energie wird gemessen durch das Produkt $h \cdot \nu$, wo h das PLANCKsche Wirkungsquantum: $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ erg/sec und ν die Frequenz des Lichtes ist; die bei Erregung durch elektrische Korpuskularstrahlen übertragene Energie wird in der Regel in Volt angegeben, worunter das Produkt $e \cdot V$ aus der elektrischen Ladung e des Teilchens (für Elektronen und einfach geladene Kanalstrahlen die Elementarladung $4{,}77 \cdot 10^{-19}$ Coulomb) und der von ihm durchfallenen Potentialdifferenz V zu verstehen ist; die bei chemischen Prozessen auftretende Wärmetönung Q schließlich in Kalorien pro Mol. Zur zahlenmäßigen Umrechnung dieser verschiedenen Energiemasse dienen die folgenden Beziehungen: $V \cdot \lambda = 12344$ (V in Volt, λ in Ångström),

$$1 \text{ Volt} = 23\,000 \text{ cal/Mol} = 8{,}11 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1} = 1{,}59 \cdot 10^{12} \text{ erg/Molekül.}$$

Unabhängig von der Art der Erregung muß (mit der oben angegebenen Einschränkung) für jede Lumineszenzemission der Frequenz ν_s die Ungleichung gelten: $h\nu_s \leqq E_p$, wenn E_p die zur Erregung der einzelnen Moleküle verfügbare Primärenergie darstellt, also im Falle der Photolumineszenz: $E_p = h\nu_p$, für Elektrolumineszenz $E_p = eV$, für Chemilumineszenz $E_p = Q$. Speziell für die Photolumineszenz ist der Inhalt dieser Ungleichung identisch mit der empirisch schon lange bekannten STOKESschen Regel, die besagt, daß bis auf geringe Abweichungen das Lumineszenzlicht immer größere Wellenlängen (kleinere ν-Werte) aufweisen muß als die erregende Strahlung, mit dem in der Resonanzstrahlung vorliegenden Grenzfall, in dem das Gleichheitszeichen an Stelle des Ungleichheitszeichens tritt ($\nu_s = \nu_p$).

Während bei elektrischer Erregung von Gasen die energetische Beziehung ebenfalls eindeutig zutage tritt, indem jede Linie im Lumineszenzspektrum dann zum erstenmal zur Erscheinung kommt, wenn die sie durch Stoß auslösenden Kathodenstrahlen ein Potential von der Größe durchlaufen haben, daß ihre kinetische Energie der Erregungsenergie gerade gleich ist[1]), liegen bei Erregung fester lumineszierender Körper durch Kathoden- oder Kanalstrahlen die Verhältnisse sehr viel komplizierter. Es werden nämlich von den meisten Autoren als Bedingung dafür, daß durch Korpuskularstrahlen Lumineszenz an Phosphoren ausgelöst werden kann, Schwellenwerte ihrer Geschwindigkeiten angegeben, welche die aus der obigen Formel folgenden um das Vielhundertfache übersteigen; sie liegen für verschiedene Kristalle und Gläser bei Kathodenstrahlerregung nach LENARD[2]) zwischen 300 und 6000 Volt, ungefähr im gleichen Spannungsgebiet

---

[1]) Für die Erregung der Lumineszenz von Gasen durch Ionenstrahlen (Kanalstrahlen) gilt, soweit das sehr spärliche Versuchsmaterial zu beurteilen gestattet, diese einfache Beziehung nicht. JONES (Phys. Rev. Bd. 29, S. 611. 1927) beobachtete beim Durchgang von K-Ionen von 160 Volt durch Hg-Dampf ausschließlich die Quecksilberresonanzlinie in Emission, und selbst bei 600 Volt nur einige der von dem nächsthöheren Erregungsniveau der Hg ausgehenden Linien, deren Intensität dann bei weiter wachsender Spannung relativ zur Resonanzlinie beträchtlich zunimmt.

[2]) P. LENARD, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 449. 1903: Sitzungsber. Heidelb. Akad. 1914. 13. Abh. S. 70.

nach STARK und WENDT auch bei Kanalstrahlerregung[1]). Dabei beträgt die Erregungsenergie für die Emission sichtbaren Lichtes nur wenige Volt, und viele der in Betracht kommenden Substanzen lassen sich auch durch Einstrahlung sichtbaren oder dem Sichtbaren naheliegenden ultravioletten Lichtes zur Lumineszenz erregen. Eine besondere Eintrittsarbeit von dieser Größe, die von den Kathodenstrahlelektronen beim Übergang in das Innere des festen Körpers zu überwinden wäre, kann ebenfalls nicht vorhanden sein, da eine entsprechende Austrittsarbeit für lichtelektrisch ausgelöste Elektronen nicht existiert: viele Phosphore zeigen selbst noch bei Bestrahlung mit sichtbarem Licht einen äußeren Photoeffekt, d. h. die durch die Absorption solchen Lichtes übetragene Energie von wenigen Volt genügt zur Leistung der gesamten Arbeit, die bei der vollständigen Entfernung eines Elektrons aus dem festen Körper aufzubringen ist. Es ist daher zu vermuten, daß der Schwellenwert für die Phosphoreszenzerregung durch Kathodenstrahlen auf eine prinzipiell nicht mit dem Phänomen selbst zusammenhängende sekundäre Ursache zurückzuführen sein dürfte, etwa auf die Bildung starker verzögernder Felder durch die von den auffallenden Kathodenstrahlen auf den meist gut isolierenden Kristallen erzeugten negativen Oberflächenladungen oder auch die Entstehung nicht lumineszenzfähiger dünner Schichten infolge von chemischen Reaktionen mit dem angrenzenden Gas, die auch wieder durch die Kathodenbestrahlung eingeleitet werden. Daß tatsächlich durch Kathodenstrahlen die Oberflächen der Phosphore zu beträchtlichen negativen Potentialen aufgeladen werden können, haben LENARD und SAELAND durch besondere Versuche gezeigt; desgleichen auch, daß die Schwellenwerte der Erregung bei älteren Präparaten meist viel höher liegen als bei ganz frischen. An solchen konnten LENARD und SAELAND[2]), selbst durch 60 Voltstrahlen noch Phosphoreszenz erregen, und sie meinen daraufhin das „Schwellenpotential" lediglich als eine für einen bestimmten Phosphor in einem bestimmten Verwitterungszustand charakteristische Konstante bezeichnen zu müssen. Daß es aber selbst unter diesen eng umschriebenen Bedingungen bei Verwendung sehr hoher Stromdichten noch weit unterschritten werden kann, hat WEHNELT gezeigt[3]). In letzter Zeit ist durch eine Veröffentlichung von KORDATZKY, SCHLEEDE und SCHRÖTER, auf die in der folgenden Ziffer zurückzukommen sein wird, sowohl die Bedeutung der elektrischen Gegenfelder als auch der Ausbildung von Oberflächenschichten für die Schwellenwerte sicher nachgewiesen[4]). Indem sie insbesondere die letzteren durch Arbeiten in einem hochentgasten Rohre — was durch Verwendung einer Glühkathode tunlich war — nach Möglichkeit vermieden, erhielten sie bei 200 Volt an Phosphoren noch kräftige Kathodolumineszenz, für die nach LENARD der Schwellenwert oberhalb von 1000 Volt liegt, und dabei werden diese Geschwindigkeiten durchaus noch nicht als untere Erregungsgrenze angegeben. Schließlich hat VEGARD[5]) am festen N_2 bei 20° abs. Kathodolomineszenz bis zu 78 Volt, R. FRISCH[6]) an verfärbtem NaCl sogar bis 30 Volt herab beobachtet.

Bei Kanalstrahlerregung, für die gleichfalls relativ hochliegende Schwellenwerte der Erregung angegeben werden, mögen auch hier wieder die Dinge noch komplizierter liegen, indem ja, wie schon erwähnt, verschiedene Zwischenprozesse erst zu dem eigentlichen Erregungsvorgang führen dürften. Unter solchen Be-

[1]) J. STARK u. G. WENDT, Ann. d. Phys. Bd. 38, S. 669. 1912; H. BAERWALD, Jahrb. d. Radioakt. Bd. 16, S. 65. 1919.

[2]) P. LENARD u. S. SAELAND, Ann. d. Phys. Bd. 28, S. 476. 1909.

[3]) A. WEHNELT, Verh. d. D. Phys Ges. Bd. 5. S. 423. 1903.

[4]) W. KORDATZKI, A. SCHLEEDE u. F. SCHRÖTER, Phys. ZS. Bd. 27, S. 392. 1926.

[5]) L. VEGARD, Ann. d. Phys. Bd. 79, S. 377. 1926.

[6]) R. FRISCH, Wiener Ber. (IIa) Bd. 136, S. 57. 1927.

dingungen ist natürlich keine einfache Beziehung mehr zwischen den in den Elementarprozessen umgesetzten Energiemengen mehr zu erwarten.

10. Nutzeffekt (Ökonomiekoeffizient, Wirkungsgrad). Hierunter versteht man das Verhältnis zwischen der gesamten im Erregungsprozeß zugeführten und der als Lumineszenzstrahlung wieder abgegebenen Energie. Diese Definition läßt aber noch eine gewisse Vieldeutigkeit zu, die auch zu Widersprüchen in den Angaben verschiedener Autoren Veranlassung gibt. Im allgemeinen kommt nicht die ganze schließlich verbrauchte Energie in dem lumineszierenden System zur Absorption, sie kann teilweise reflektiert werden oder unabsorbiert hindurchgehen, um schließlich an einer anderen Stelle in Wärme verwandelt zu werden. Aber auch von der wirklich absorbierten Energie wird häufig nur ein Teil von den lumineszenzfähigen Molekülen aufgenommen, während der Rest von anderen Molekülen (Lösungsmittel, Füllmaterial usf.) verschluckt wird. Bezieht man den Nutzeffekt nur auf den ersten Teil — LENARD hat hierfür den Ausdruck „erregende Absorption" eingeführt —, so ist es klar, daß man beträchtlich größere Werte des Nutzeffektes erhält, als wenn man die ganze absorbierte oder gar die totale einfallende Energie der Berechnung zugrunde legt — die letztere Berechnungsweise aber ist es, die bei der wirtschaftlichen Ökonomie einer Lichtquelle allein von Interesse ist, während die andere Feststellung mehr theoretisch-physikalische Bedeutung hat. Bei Bestrahlung von Dämpfen mit dem Licht einer Absorptionslinie oder auch von Farbstofflösungen mit starken selektiven Absorptionsbanden fallen erregende und totale Absorption praktisch zusammen, während dies für die LENARDschen Phosphore meist durchaus nicht zutrifft. Auch bezogen auf die „erregende Absorption" wird der Ökonomiekoeffizient nur dann ~ 1[1]), wenn alle erregten Moleküle Gelegenheit zur ungestörten Ausstrahlung haben — das gilt für Gase von geringem Druck, für manche sehr verdünnte Farbstofflösungen, und auch für die eigentlichen Lenardphosphore mit guter Annäherung bei Erregung mit Licht (nur für Photolumineszenz ist es möglich, zwischen erregender und totaler Absorption zu unterscheiden). Dagegen wird die Fluoreszenzhelligkeit von Dämpfen durch Zusatz von Fremdgasen in der Regel stark herabgesetzt (Abb. 2), ohne gleichzeitige Verminderung ihres Absorptionsvermögens, indem dann durch Zusammenstöße vielen primär erregten Molekülen die aufgenommene Energie strahlungslos entzogen wird; ebenso sinkt der Wirkungsgrad in Farbstofflösungen mit wachsender Konzentration und wird in hochkonzentrischen Lösungen $=0$ (Abb. 6). Für weitaus die meisten photolumineszenten Körper — darunter auch die Mehrzahl der Farbstofflösungen und der Kristallphosphore — beträgt der Ökonomiekoeffizient nur wenige Prozent, oft sogar nur Bruchteile eines Prozentes. Wohl aber ist für jede momentan abklingende Fluoreszenz innerhalb weiter Grenzen der Nutzeffekt von der Intensität unabhängig, d. h. die Lumineszenzhelligkeit ist der einfallenden Energie direkt proportional, für das Nachleuchten langsam abklingender Phosphore ist eine solche Proportionalität nur bei geringer Primär-

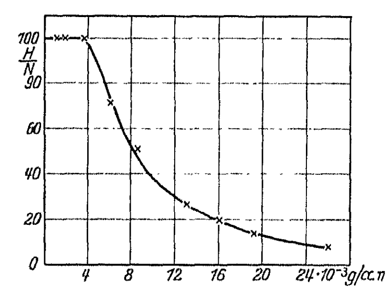


Abb. 6. Abnahme des Fluoreszenzvermögens von Uranin in Methylalkohol mit wachsender Konzentration.

[1]) Streng $= 1$ kann für die Photolumineszenz der Ökonomiekoeffizient nur dann werden, wenn erregende und Sekundärstrahlung gleiche Frequenz haben; sonst muß er immer im Verhältnis ν_s/ν_p kleiner als 1 sein, da ja optimal pro absorbiertes Quant $h\nu_p$ nur ein Quant $h\nu_s$ emittiert werden kann.

intensität erfüllt, bei steigender Belichtungsstärke strebt die Phosphoreszenzhelligkeit einem Sättigungswert zu, der nicht überschritten werden kann („Volle Erregung" des Phosphors).

Für die Erregung fester Körper mit Kathoden- oder Kanalstrahlen bedarf das Gesetz über den Zusammenhang zwischen Primärenergie und Fluoreszenzhelligkeit schon wegen der Existenz von Schwellenwerten der Anregungsenergie einer Modifikation. Soweit die Intensität der Korpuskularstrahlung bei konstanter Geschwindigkeit der Teilchen nur durch deren Zahl N bestimmt ist, scheint die Proportionalität zwischen Lumineszenzhelligkeit und einfallender Energie auch für Kathoden- wie für Kanal- und α-Strahlerregung zu Recht zu bestehen. Für Kathodenstrahlen von kleiner Geschwindigkeit ist die Lumineszenzstärke weiter auch proportional der Energie[1]) der einzelnen Teilchen, wenn man den durch den Schwellenwert charakterisierten Betrag abzieht. Wenn also V_0 das Schwellenpotential, V die gesamte die Kathodenstrahlen beschleunigende Spannung und N die pro Sekunde auf die Flächeneinheit auffallende Teilchenzahl ist, so wird die Helligkeit der Lumineszenzstrahlung gegeben durch die Gleichung

$$H = \mu N (V - V_0).$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur für einen relativ schmalen Geschwindigkeitsbereich, dessen Ausdehnung je nach der Natur des Phosphors ein anderer ist: stets sinkt einige Kilovolt oberhalb der Schwellenspannung der Nutzeffekt als Funktion von V stark ab, so daß H mit wachsender Spannung bald überhaupt nicht mehr zunimmt. So ist für den oben schon erwähnten Pentadekylparatolylketon zwischen 10 und 40 Kilovolt H bei konstantem N vollkommen konstant und kann daher ganz unabhängig von der Geschwindigkeit der Elektronen als ein direktes Maß für ihre Zahl dienen. Bei noch weiter wachsender Elektronenenergie nimmt dann auch die absolute Lumineszenzhelligkeit wieder ab, gegen β-Strahlen von 0,8 bis 0,9 Lichtgeschwindigkeit sind alle Phosphore nurmehr relativ sehr unempfindlich.

Der absolute Wert des Nutzeffektes (also die Größe des Faktors μ in obiger Gleichung) wurde von LENARD[2]) für langsame Kathodenstrahlen aus dem Wattverbrauch in der Entladungsröhre und der photometrisch gemessenen Lumineszenzhelligkeit für ZnS zu annähernd 100% berechnet, während schon früher E. WIEDEMANN, indem er die Wärmewirkung der Kathodenstrahlen durch ein Wasserkalorimeter bestimmte, nur einen Ökonomiekoeffizienten von höchstens 7% gefunden hatte[3]). Den Widerspruch zwischen diesen Ergebnissen suchte LENARD dadurch zu erklären, daß bei den WIEDEMANNschen Versuchen Kathodenstrahlen von sehr viel größerer Geschwindigkeit verwandt worden seien. Wenn es aber, ganz ohne Berücksichtigung des von WIEDEMANN erhaltenen Resultates, kaum möglich erschien, daß Kathodenstrahlen von einigen Kilovolt beim Auftreffen auf einen Phosphor diesen praktisch gar nicht erwärmen, sondern ihre ganze Energie in Lichtstrahlung umsetzen sollten, so ist durch die bereits erwähnten Untersuchungen von KORDATZKI, SCHLEEDE und SCHRÖTER wohl sichergestellt worden, daß die LENARDschen Werte infolge irriger Messung des Wattverbrauches

---

[1]) LENARD benutzt in diesem Zusammenhang stets den Ausdruck „Geschwindigkeit" statt „Energie", wobei aber in der Originalarbeit die „Geschwindigkeiten" in Volt angegeben werden, also in einem unzweideutigen Energiemaß; leicht irreführend wird diese Ausdrucksweise jedoch, wenn in seinem Buch „Quantitatives über Kathodenstrahlen" (S. 84, Fußnote 215) nun diese „Geschwindigkeiten" statt in Volt in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit, also in einem wirklichen Geschwindigkeitsmaß ausgedrückt werden.

[2]) P. LENARD, Ann. d. Phys. Bd. 12, S. 469. 1903.

[3]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. Bd. 66, S. 61. 1898.

viel zu hoch angegeben waren und daß in Wahrheit die Nutzeffekte 1% kaum übersteigen. SCHLEEDE und seine Mitarbeiter konnten nämlich mit Hilfe der in Abb. 7 skizzierten Anordnung zeigen, daß die von Kathodenstrahlen mitgeführte Elektrizitätsmenge nicht ohne weiteres durch den elektrischen Strom definiert ist, der von einer den Phosphor tragenden Platte F über ein Galvanometer zur Erde fließt; daß vielmehr von dem gut isolierenden Phosphormaterial der weitaus größte Teil der auffallenden elektrischen Ladung, sei es durch Reflexion, sei es in Form sekundärer Kathodenstrahlen, zurückgeworfen wird und nach der Kreisblende B_2 gelangt, so daß also erst durch Messung des von B_2 nach der Erde abfließenden Stromes unter Berücksichtigung der zwischen B_1 und dem Glühdraht K angelegten beschleunigenden Spannung der wahre Energieverbrauch in der Röhre sich ergibt. Die Lumineszenzhelligkeit wurde bei all diesen Untersuchungen photometrisch durch Vergleich mit einer Lichtquelle bekannter Intensität ermittelt, in der SCHLEEDEschen Arbeit unter Verwendung eines Spektrophotometers, was aber für die wesentlich interessierende Größenordnung des gesuchten Ökonomiekoeffizienten keinen prinzipiellen Unterschied macht. In Tabelle 1 sind die Ökonomiekoeffizienten für einige Phosphore zusammengestellt, und zwar sowohl in Energieprozenten als auch in Hefnerkerzen pro Watt. Zum Vergleich sind die entsprechenden Zahlen für eine Metallfadenglühlampe mit eingetragen. Wie man sieht, ist der Ökonomiekoeffizient für die Kathodolumineszenz relativ recht ungünstig, und die sog. PULUJsche Lampe (Abb. 8), in der ein mit BALMAINscher Leuchtfarbe bestrichener Schirm durch Kathodenstrahlen zur Lumineszenz erregt wird, ist — im Gegensatz zu den ebenfalls auf Elektrolumineszenz beruhenden Glimmlichtlampen — demnach durchaus keine wirtschaftliche Lichtquelle, wofür tatsächlich der Beweis schon von WIEDEMANN erbracht worden war. Das Hauptergebnis dieser Untersuchungen wird durch eine neue Arbeit aus dem Lenardschen Laboratorium von H. W. ERNST[1]) vollauf bestätigt: auch ERNST findet für kleine Kathodenstrahlgeschwindigkeiten sehr niedrige Ökonomiekoeffizienten, die allerdings mit wachsender Spannung zunächst merklich zunehmen, deren Maximalwert zwischen 1000 und 3000 Volt aber auch 3 bis 17 Energieprozent (je nach der Natur des untersuchten Phosphors) nicht übersteigt.

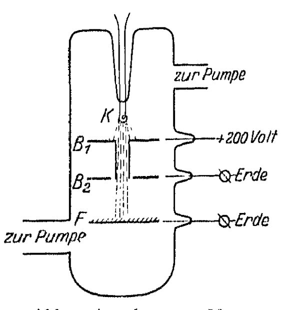


Abb. 7. Anordnung zur Messung des Nutzeffektes der Kathodolumineszenz von Phosphoren nach SCHLEEDE.

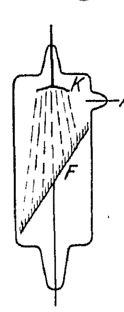


Abb. 8. PULUJsche Lampe.

Den Nutzeffekt der Lumineszenzerregung durch Kanalstrahlen hat RÜCHARDT[2]) untersucht, indem er in den Gang eines Kanalstrahlenbündels abwechselnd

Tabelle 1. Ökonomiekoeffizient der Kathodolumineszenz von Phosphoren.

	ZnSCu	MgSCe	SrSCaSBi	Wo-Fadenlampe
Ökonomie in Energieprozent	1,5	0,21	0,08	8
Ökonomie Hefnerkerzen/Watt	0,6	0,1	0,03	0,9

eine geeichte Thermosäule (T) oder den mit einem ZnS-Phosphor bedeckten Fluoreszenzschirm (F) brachte (vgl. die schematische Abb. 9); vorher passierten die Kanalstrahlen einen Kondensator (C), vermittels dessen die positiv oder

[1]) H. W. ERNST, Ann. d. Phy. Bd. 82, S. 1051. 1927.
[2]) E. RÜCHARDT, Ann. d. Phys. Bd. 45, S. 1067. 1914; Bd. 48, S. 838. 1915.

negativ geladenen Teilchen aus dem wirksamen Strahlenbündel abgelenkt werden konnten. Der diese ganze Anordnung enthaltende Beobachtungsraum stand nur durch den engen Kanal in der Kathode K mit dem eigentlichen Entladungsraum in Verbindung und wurde durch dauerndes Pumpen auf möglichst niedrigen Druck gebracht, während im Entladungsraum durch nachströmendes Gas der für die Entladung nötige Gasdruck aufrechterhalten wurde. Mit dieser Apparatur hat RÜCHARDT die Gültigkeit der oben für Kathodenstrahlen mitgeteilten Gleichung auch für Kanalstrahlen im Bereich von 3000 bis 14000 Volt nachgewiesen, d. h. also wieder die Proportionalität zwischen Lichtintensität und dem Produkt aus Teilchenzahl und der Energie des einzelnen Teilchens vermindert um den Schwellenwert (Abb. 10 u. 11). Dabei ist in der Wirkung zwischen neutralen, positiv und negativ geladenen Teilchen kein Unterschied vorhanden.

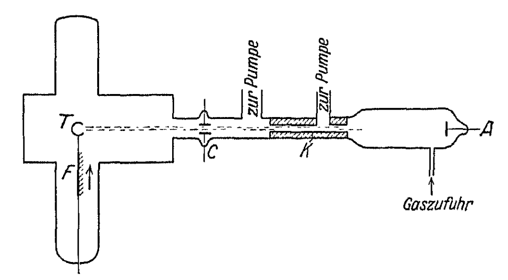


Abb. 9. Anordnung zur Messung des Nutzeffektes der durch Kanalstrahlen ausgelösten Fluoreszenz nach RÜCHARDT.

Die Lichtausbeute ist von derselben Größenordnung wie bei den Kathodenstrahlen, nämlich etwa 1%. Dagegen scheint hier der Nutzeffekt für sehr große Geschwindigkeiten nicht oder doch lange nicht in dem Maße abzunehmen wie bei der Kathodolumineszenz[1]). Denn auch noch bei Erregung mit α-Strahlen hat MARSDEN auf Grund kalorimetrischer Messungen, indem er die Wärmeentwicklung in einem mit Ra-Emanation und Zn-Sulfid gefüllten Rohre bestimmte, einmal wenn das Lumineszenzlicht austreten konnte, das andere Mal, wenn es in der Rohrwandung absorbiert wurde, den Nutzeffekt zu 1,5% berechnet[2]), während BERNDT durch Photometrierung einer technischen Leuchtfarbe, deren Radiumgehalt bekannt war, sogar einen Nutzeffekt von 15% fand[3]).

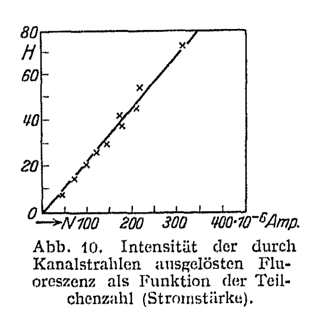


Abb. 10. Intensität der durch Kanalstrahlen ausgelösten Fluoreszenz als Funktion der Teilchenzahl (Stromstärke).

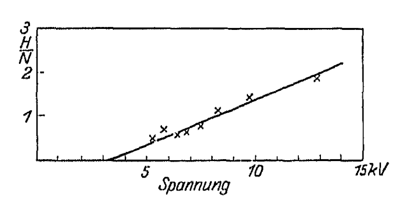


Abb. 11. Intensität der durch Kanalstrahlen ausgelösten Fluoreszenz als Funktion der Teilchenenergie (Spannung).

Wenn ein α-Teilchen im allgemeinen beim Auftreffen auf einen lumineszenten Körper nur einen kleinen Teil seiner Energie zur Lichterregung verbraucht, so läßt sich anderseits zeigen, daß durch ein einziges Teilchen eine große Zahl von Elementarprozessen angeregt werden kann: unter dem Mikroskop erscheinen nämlich die durch α-Strahlen hervorgerufenen Szintillationen nicht als helle Punkte, sondern — wenn der α-Strahl unter schrägem Winkel auf das leuchtfähige Präparat (z. B. Willemit) auffällt — als scharf begrenzte leuchtende Linien von etwa 0,02 mm Länge, was der auf anderem Wege zu ermittelnden Reichweite der Strahlen in der Substanz entspricht[4]). Diese Beobachtung ist vielleicht nicht

---

[1]) Das mag darin seinen Grund haben, daß die Absorbierbarkeit der Elektronenstrahlen mit wachsender Geschwindigkeit sehr viel mehr abnimmt als die der atomaren Korpuskularstrahlen.

[2]) E. MARSDEN, Proc. Roy. Soc. London (A). Bd. 83, S. 548. 1910.

[3]) G. BERNDT, Radioaktive Leuchtfarben. S. 102. Sammlung Vieweg. Braunschweig 1920.

[4]) H. HERZFINKEL u. L. WERTENSTEIN, Journ. de phys. et le Radium. Bd. 1, S. 146. 1920; H. GEIGER u. A. WERNER, ZS. f. Phys. Bd. 8, S. 191, 1922.

ganz vereinbar mit der oben mitgeteilten Hypothese, nach der die α-Strahl lumineszenz als eine Art von Triboluminieszenz anzusehen ist, es sei denn, d man annehmen darf, das in den „Schußkanälen" erzeugte kurzwellige Lic werde in einer unmeßbar dünnen Kristallschicht absorbiert, so daß das leuchten Volumen nur die Schußkanäle aufs engste umschließt.

Wirklich sehr nahe bei 100% scheint endlich der Ökonomiekoeffizient f manche Arten von Biolumineszenz zu liegen, etwa das Leuchten der Feuerflie (Photinus pyralis) und zwar sowohl energetisch, weil der betreffende chemisc Prozeß (Oxydation von Luziferin unter Mitwirkung eines als Luziferase bezeic neten Enzyms) fast ohne Wärmeentwicklung verläuft, als auch photometris infolge besonders günstiger Verteilung der Energie im Emissionsspektrum. D absolute Helligkeit der Feuerfliege soll manchmal 0,01 Hefnerkerzen übe steigen, die meisten anderen Fälle von Biolumineszenz sind allerdings wesentli lichtschwächer[1]).

11. Ermüdungserscheinungen. Ein mehr oder weniger rasches Nachlass der Lumineszenzhelligkeit bei länger dauernder Erregung wird, abgesehen etv von reinen einfachen Gasen, an fast allen leuchtfähigen Stoffen beobachte häufig ist diese „Ermüdung" von einer gleichzeitigen Verfärbung begleitet, d deutlich auf eine chemische Veränderung hinweist. Das gilt, um nur einig Beispiele zu erwähnen, für die meisten Farbstofflösungen, die durch intensiv Belichtung ausgebleicht werden; für die früher viel verwandten Röntgenleuch schirme aus Bariumplatinzyanür, die mit der Zeit einen bräunlichen Ton an nehmen; für Zinksulfid, das allmählich geschwärzt wird, usf. In manchen Fälle regeneriert sich bei längerem Liegen die Leuchtfähigkeit von selbst wieder, zu weilen kann dieser Vorgang durch Erhitzen beschleunigt werden. Quantitati untersucht sind die hier in Frage stehenden Veränderungen in den wenigste Fällen, wo man der Frage aber nachgegangen ist, hat es sich bisher stets gezeig daß es sich nur um sekundäre Effekte handelt, die mit der Lumineszenzerregun selbst nichts zu tun haben, sondern nur eben durch die gleichen Bestrahlungsarte hervorgerufen werden können, die auch das Leuchten hervorrufen[2]); sehr häufi aber muß für die chemische Veränderung noch eine weitere Bedingung erfüll sein, die für die Lumineszenz keinerlei Rolle spielt. So verschwindet das Aus bleichen einer wässerigen Fluoreszeinlösung vollständig, wenn aller Sauersto sorgfältig entfernt ist[3]); die Schwärzung des Zinksulfids scheint an die An wesenheit von Wasserdampf oder vielleicht eher noch einer Wasserhaut au dem Präparat gebunden[4]); die von SCHLEEDE und seinen Mitarbeitern au ihren Ökonomiekoeffizienten untersuchten Phosphore zeigten nach vielstündige Kathodenbestrahlung keine Spur von Ermüdung, wenn die ganze Apparatu gründlich entgast war; bei Anwesenheit von Restgasen dagegen ermüdeten si schnell. Kompliziertere Verbindungen, wie etwa die aromatischen Stoffe, möge wohl auch ohne Mitwirkung von Fremdgasen zersetzt werden und so ihr Leucht vermögen verlieren oder verändern — es sei an das Auftreten der GOLDSTEINsche Hauptspektra an Stelle der Vorspektra erinnert, doch fehlen hier noch zuverlässig Angaben, da die einschlägigen Versuche stets in gasgefüllten Entladungsröhre ausgeführt worden sind. Bei Erregung mit Kanalstrahlen ist eine vollständig Entgasung prinzipiell ausgeschlossen; hier wird stets sehr starke Ermüdung

[1]) W. W. COBLENTZ, Carnegie Inst. Wash. Publ. Nr. 164; E. N. HARVEY, Journ. Gen. Physiology 1918; F. SCHRÖTER, Naturwissensch. Bd. 12, S. 165. 1924; ZS. f. techn. Phys. Bd. 4, S. 162. 1923.

[2]) P. PRINGSHEIM, ZS. f. Phys. Bd. 10, S. 176, 1922 u. Bd. 16, S. 71. 1923; P. LENARD, Ann. d. Phys. Bd. 68, S. 553. 1922.

[3]) F. WEIGERT, Nernstfestschrift. S. 465. 1912.

[4]) P. LENARD, a. a. O.; A. SCHLEEDE, ZS. f. phys. Chemie. Bd. 106, S. 386. 1923.

des Leuchtens beobachtet, RÜCHARDT fand an dem von ihm untersuchten SrBi-Sulfidphosphor in seiner Anordnung (es kommt natürlich auf Stromstärke und Spannung an) ein Herabsinken der Helligkeit auf 40% des Anfangswertes in 5 Sekunden. Er beobachtete darum bei der Bestimmung des Ökonomiekoeffizienten immer wieder frische Stellen seines Leuchtschirmes, die durch eine Verschiebungsvorrichtung sukzessive in den Strahlengang gebracht werden konnten (vgl. Abb. 9). Da er überdies feststellte, daß die ermüdende Wirkung (nicht aber die Lumineszenzerregung!) für die neutralen Teilchen viel größer war als für die geladenen, kann man wohl annehmen, daß es sich dabei nicht um eine Reaktion mit dem Füllgas, sondern um einen durch die auffallenden Kanalstrahlteilchen direkt ausgelösten Effekt handelt. Ein solcher ist beim Auftreffen von Kanalstrahlen schon darum mit großer Wahrscheinlichkeit zu erwarten, weil durch sie, wie schon das Auftreten von Linienlumineszenz beweist, der Phosphor tatsächlich zerstört wird.

12. Technische Anwendungsmöglichkeiten. Die bei weitem wichtigste Anwendung der Lumineszenz in der physikalisch-experimentellen Technik beruht auf der Möglichkeit, mit ihrer Hilfe die Auftreffstellen von ultravioletter Strahlung sowie von Kathoden-, Kanal- und Röntgenstrahlen für das Auge sichtbar zu machen; die diesem Zwecke dienenden „Fluoreszenzschirme" können prinzipiell aus jedem stark fluoreszierenden Material ausgeführt sein, das man je nach den besonderen Bedingungen derart wählen wird, daß gerade die zu untersuchende Strahlungsart in ihr Erregungsgebiet fällt. An Stelle der früher sehr verbreiteten relativ teuren Bariumplatinzyanürschirme werden für das Ultraviolett meist pulverförmige Lenardphosphore (ZnS, CaS mit verschiedenen aktivierenden Metallen) gebraucht, die mit Hilfe eines Bindemittels flächenförmig auf einer festen Unterlage ausgebreitet sind. Die meisten Ultraviolettspektrographen sind mit Uranglasmattscheiben versehen, auf denen die einzelnen Spektrallinien sich als schmale leuchtende Streifen abheben; zum gleichen Zweck empfiehlt W. STEUBING als besonders vorteilhaft dünne Gelatineschichten, die auf der Vorderfläche mit Uranylfluorid-Fluorammonium bestäubt sind[1]). Für Röntgenstrahlleuchtschirme endlich ist wegen des vollständigen Fehlens jeden Nachleuchtens bei intensiver Fluoreszenzhelligkeit das ganz reine Kalziumwolframat allen anderen lumineszierenden Substanzen überlegen, während anderseits LENARD für die Beobachtung von Kathodenstrahlen das mehrfach erwähnte Keton (Pentaketylparatolylketon) bevorzugt, besonders auch wegen seiner völligen Unempfindlichkeit gegen etwa gleichzeitig im Entladungsrohr auftretende Röntgenstrahlen [„Wellenstrahlen"][2]).

Mehr zu Demonstrationen als zu Messungen im ultraroten Spektralgebiet läßt sich die Fähigkeit langwelliger Strahlen verwenden, die Phosphoreszenz mancher Phosphore auszulöschen: man beleuchtet erst die Phosphorfläche mit erregendem Licht und entwirft dann das zu untersuchende Spektrum auf dieselbe; dann treten sehr bald die Stellen, auf welchen langwellige Linien oder Banden zu liegen kommen, dunkel auf hellem Grunde hervor. Auch zur photographischen Festlegung ultravioletter Strahlen, die so kurzwellig sind, daß sie in die Bromsilbergelatineschicht nicht eindringen und daher auf gewöhnlichen Platten keine Schwärzung hervorrufen können, läßt sich ihre fluoreszenzerregende Wirkung verwenden. Statt nämlich, wie das in der Regel geschieht, unter diesen Umständen sich der relativ schwer zu behandelnden gelatinearmen „Schumannplatten" zu bedienen, bedeckt man die normalen Platten mit einer ganz dünnen

[1]) W. STEUBING, Phys. ZS. Bd. 26, S. 329. 1925.
[2]) P. LENARD, Quantitatives über Kathodenstrahlen. S. 84. 1918.

Schicht eines fluoreszierenden Öles [Maschinenöl, Paraffinöl u. dgl.][1]); das durch die auffallende kurzwellige Strahlung ausgelöste Fluoreszenzlicht schwärzt die Platte an den Stellen der ultravioletten Linien im untersuchten Spektrum.

Sonstige technische Anwendungsgebiete der Photolumineszenzerscheinungen sind nur in geringer Zahl vorhanden. „Fluoreszenzmikroskope" sind von verschiedener Seite[2]) vorgeschlagen und auch von mehreren Firmen konstruiert worden. Es handelt sich dabei um einen Ersatz für das Prinzip der Dunkelfeldbeleuchtung, indem fluoreszenzfähige Präparate, mit ultravioletten Strahlen (meist durch „Filterultraviolett") erregt, unter dem Mikroskop in ihrem Eigenlichte sichtbar werden. Es braucht dabei lediglich die Kondensorlinse eines gewöhnlichen Mikroskops zur Beleuchtung des Präparates durch einen auf der Vorderfläche versilberten Hohlspiegel ersetzt zu werden. Da fast alle organischen Substanzen fluoreszieren, mag die Methode einige Anwendungsmöglichkeiten besitzen; es lassen sich sogar infolge der verschiedenen Fluoreszenzfarben ungleiche Bestandteile eines Präparates — etwa verschiedene Mikrobenarten oder gesunde und kranke Partien eines Gewebes — voneinander unterscheiden, ebenso kann man auch die inhomogene Verteilung der färbenden Zusätze in natürlichen Mineralien erkennen.

Schon von STOKES ist die Fluoreszenz verdünnter Farbstofflösungen zur Sichtbarmachung des Strahlenganges bei optischen Demonstrationsversuchen empfohlen worden. Wegen der außerordentlich großen Empfindlichkeit des Nachweises von Fluoreszenz selbst bei größter Verdünnung eines Farbstoffes, bei der eine Färbung im durchfallenden Licht nicht im entferntesten mehr zu erkennen ist, hat man solche fluoreszierende Farbstoffe gelegentlich zum Nachweis unterirdischer Wasserläufe verwandt.

Die Kathodolumineszenz dient in den Braunschen Röhren zur Veranschaulichung des Verlaufs von Wechselstromkurven: der Querschnitt durch ein mittels geeigneter Blenden eng begrenztes Kathodenstrahlbündel erscheint auf einem senkrecht zur Strahlrichtung stehenden Fluoreszenzschirm als leuchtender Punkt; wird der Strahl an einer Stelle seiner Bahn durch ein elektrostatisches oder magnetisches Wechselfeld aus der normalen Richtung abgelenkt, so wird der Punkt in eine Gerade auseinandergezogen, deren Länge im ersten Falle der maximalen elektrischen Spannung, im zweiten der magnetischen Feldstärke, also der elektrischen Stromstärke proportional ist. Treten beide Wirkungen gleichzeitig in Aktion, derartig, daß die Ablenkungsrichtungen unter rechten Winkeln zueinander liegen, so superponieren sie sich, und je nach der Phasenverschiebung zwischen Stromstärke und Spannung nimmt die leuchtende Linie die Form einer unter einem Winkel von 45° verlaufenden Geraden, einer Ellipse oder eines Kreises an.

Schließlich sei noch als wichtige experimentelle Anwendung der α-Strahlenlumineszenz die Szintillationsmethode zur Zählung der α-Strahlen erwähnt, an die sich in neuester Zeit die gleiche Beobachtungmethode zum Nachweis der bei der Atomzertrümmerung ausgeschleuderten Protonen anschließt: durch die Intensität der einzelnen Lichtpunkte lassen sich die von α-Teilchen oder Protonen herrührenden Szintillationen sicher unterscheiden. Sehr viel größere praktische Bedeutung hat jedoch die α-Strahlenlumineszenz durch die Her-

---

[1]) Vgl. z. B. E. v. ANGERER, Technische Handgriffe bei physikalischen Untersuchungen. Sammlung Vieweg Heft 71; wegen quantitativer Angaben über die Brauchbarkeit verschiedener Öle zur Ultraviolettsensibilisierung s. G. R. HARRISON, Journ. Opt. Soc. Amer., Bd. 11, S. 113. 1925.

[2]) Zuerst wohl von K. REICHERT, Phys. ZS. Bd. 12, S. 1010. 1911; vgl. auch F. JENTZSCH, ZS. f. Unterr. Bd. 22, S. 181. 1919.

stellung technischer Leuchtfarben gewonnen, deren Verwendungsmöglichkeiten im einzeln aufzuzählen sich in diesem Zusammenhang erübrigt. Diese Leuchtfarben bestehen fast ausschließlich aus Zinksulfidphosphoren, denen eine geringe Menge (etwa 0,1‰ Ra) eines α-strahlenden radioaktiven Salzes beigemischt ist. Damit die Farbe ihre Leuchtfähigkeit nicht schnell verliert, muß der radioaktive Zusatz eine große Lebensdauer besitzen, und in dieser Hinsicht kommt unter den kräftigen α-Strahlen allein das Radium selbst in Betracht (Halbwertsdauer 1733 Jahre); wegen seines relativ hohen Preises verwendet man statt dessen häufig Mesothor (Halbwertsdauer 7,9 Jahre), das selbst zwar nur β-Strahlen aussendet, sich jedoch mit der Zeit mit seinem kurzlebigeren α-strahlenden Abkömmling Radiothor (Halbwertsdauer 2 Jahre) in Gleichgewicht setzt und so über einen Zeitraum von 10 Jahren eine nur um etwa 25% abnehmende α-Strahlenemission liefert. Diese geringe Inkonstanz ist darum ohne jede Bedeutung, weil infolge der in der vorangehenden Ziffer besprochenen „Ermüdungsprozesse" der Phosphor selbst sein Leuchtvermögen innerhalb viel kürzerer Frist einbüßt. Die hieraus folgende Helligkeitsabnahme ist desto größer, je stärker das der Farbe zugesetzte radioaktive Präparat und je größer also ihre Anfangshelligkeit ist. Bei starken Leuchtfarben (0,2 mg Ra pro g ZnS) scheint ein Intensitätsverlust von 50% im Jahre durchaus normal, bei einer schwächeren von etwa 0,05 mg Ra pro g ZnS beträgt der Abfall in derselben Zeit nur 17%, bei einer sehr schwachen (0,001 mg Ra pro g ZnS) sogar weniger als 1%[1]).

[1]) Genaueres hierüber siehe bei G. Berndt, Radioaktive Leuchtfarben. Sammlung Vieweg, Braunschweig 1920.

Kapitel 10.

Röntgenstrahlen.

Von

HERMANN BEHNKEN, Charlottenburg.

Mit 18 Abbildungen.

a) Zugänglicher Spektralbereich.

1. In Luft von Atmosphärendruck. Unter „Röntgenstrahlen" verstehen wir solche elektromagnetischen Strahlen, die beim Aufprallen von mit kinetischer Energie begabten Elektronen (Kathodenstrahlen) auf materielle Atome entstehen. Rein theoretisch angesehen können auf solche Weise elektromagnetische Strahlen aller Wellenlängen entstehen, von den kurzwelligsten γ-Strahlen angefangen bis zu den längsten Wellen der Elektrotechnik. Praktisch aber beschränkt sich die Erzeugung durch Kathodenstrahlbremsung auf ein bestimmtes zwischen den ultravioletten und den γ-Strahlen liegendes Spektralgebiet, da außerhalb dieses Gebietes andere Erzeugungsmethoden sich als rationeller erweisen. Doch überschneidet sich das Gebiet der Röntgenstrahlen am kurzwelligen Ende etwas mit dem der γ-Strahlen[1]) und am langwelligen Ende mit dem der ultravioletten Strahlen[2]).

Die Entstehung der Röntgenstrahlen wird in erster Linie beherrscht durch das Gesetz von DUANE und HUNT[3]), welches eine Beziehung zwischen der Energie der erzeugenden Kathodenstrahlen und der kürzesten entstehenden Wellenlänge liefert. In praktischer Form lautet das Gesetz:

$$V \cdot \lambda = 12{,}35\,,$$

wo V die von den Kathodenstrahlen frei durchlaufene Spannung, also die Spannung am Röntgenrohr, in Kilovolt und λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlen in Å (10^{-8} cm) bedeutet (vgl. darüber auch Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, über Röntgentechnik, Ziff. 8). Die nach diesem Gesetz berechnete Minimalwellenlänge ist in dem erzeugten Spektrum mit unendlich kleiner Energie vertreten. Nach längeren Wellen hin nimmt die Energie zunächst ziemlich rasch zu, um nach dem Durchgange durch ein Maximum weniger steil wieder abzufallen und asymptotisch dem Werte Null zuzustreben[4]). Die kurzwellige Grenze des praktisch zugänglichen Röntgenstrahlengebietes ist dadurch gegeben, daß es bislang große Schwierigkeiten macht, Röntgenröhren mit mehr als etwa 250 kV zu

---

[1]) F. DESSAUER u. E. BACK, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 21, S. 168. 1919.
[2]) A. DAUVILLIER, C. R. Bd. 182, S. 1083. 1926; Bd. 183, S. 193 u. 656. 1926.
[3]) W. DUANE u. F. L. HUNT, Phys. Rev. Bd. 6, S. 167. 1915.
[4]) C. F. ULREY, Phys. Rev. Bd. 11, S. 401. 1918.

betreiben, was einer Wellenlänge von ungefähr 0,05 Å entspricht[1]). DESSAUER und BACK geben als Ergebnis einer spektrometrischen Messung 0,057 Å an. Die technischen Röntgenröhren für Therapiezwecke vertragen Dauerbeanspruchungen bis zu etwa 210 kV, ergeben also Grenzwellenlängen von etwa 0,06 Å. Nach der langwelligen Seite hin ist der zugängliche Bereich der Röntgenstrahlen infolge ihrer immer mehr zunehmenden Absorbierbarkeit begrenzt. Die Glaswand einer technischen Röntgenröhre läßt Strahlen über 1,2 Å. kaum noch hindurch. Will man langwelligere Strahlung aus der Röhre herausbekommen, so muß man ein Fenster aus besonders durchlässigem, also leichtatomigem Material anbringen (vgl. Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 8).

2. Bei vermindertem Druck. Wählt man als Fenstermaterial z. B. Goldschlägerhaut, welche als rein organischer Stoff von sehr geringer Dicke ein sehr geringes Absorptionsvermögen für Röntgenstrahlen besitzt, so gelangen noch Strahlen bis zu etwa 15 Å aus der Röhre heraus. Hierbei ist aber zu beachten, daß diese langwelligen Strahlen in Luft von Atmosphärendruck bereits stark absorbiert werden, so daß man z. B. für Wellenlängenmessungen im Bereiche von etwa 3 bis 15 Å einen Vakuumspektrographen benötigt, der mit Hilfe der Vorpumpe, die man für die Evakuierung der Röntgenröhre ohnedies braucht, bis auf einige Millimeter Quecksilberdruck evakuiert ist. Will man noch weiter ins langwellige Gebiet vordringen, so bedarf es eines Hochvakuumspektrographen, welcher ein Fenster zwischen Röhre und Spektrometer ganz vermeidet[2]). Mit diesem sind Messungen bis zu etwa 23 Å gelungen. DAUVILLIER[3]) gibt an, daß er mit einem Hochvakuumspektrographen besonderer Art unter Verwendung eines Spektrometerkristalles von auf Blei niedergeschlagener Melissinsäure sogar bis etwa 150 Å habe messen können. Darüber hinaus jedoch sind direkte Wellenlängenmessungen nicht mehr gelungen. Man kann aber auf photoelektrischem Wege im Innern einer Röntgenröhre Röntgenstrahlen noch nachweisen bis herab zu Erzeugungsspannungen von erheblich unter 100 Volt[4]). Es ist also nicht daran zu zweifeln, daß ein kontinuierlicher Übergang von den γ-Strahlen über die Röntgenstrahlen zu den ultravioletten Strahlen existiert, wenn auch die experimentelle Beherrschung des ganzen Gebietes einstweilen noch mancherlei Schwierigkeiten bereitet.

b) Allgemeine Gesichtspunkte für die Konstruktion von Röntgenröhren.

3. Entstehung von Röntgenstrahlen. Alle Röntgenröhren, gleichviel wie sie sonst eingerichtet sein mögen, müssen zwei Bestandteile besitzen, ohne die die Röntgenstrahlerzeugung nicht möglich ist, nämlich eine Kathode als Quelle von freien Elektronen und eine Antikathode, die von der Kathode isoliert ist und von der die von der Kathode emittierten und durch eine an die Röhre angelegte Spannung beschleunigten Elektronen aufgefangen und gebremst werden. Als Antikathode kann, wie bei den ersten Versuchen RÖNTGENS[5]), zur Not die Glaswand der Röhre selbst dienen, wie sich fast an jedem Entladungsrohr, das man genügend weit evakuiert, demonstrieren läßt. Zur rationellen Strahlen-

[1]) F. DESSAUER u. E. BACK, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 21, S. 168. 1919.

[2]) R. THORAEUS u. M. SIEGBAHN, Ark. f. Mat., Astron. och Fys. Bd. 18, Nr. 24. 1924.

[3]) A. DAUVILLIER, C. R. Bd. 182, S. 1083; Bd. 183, S. 193 u. 656. 1926.

[4]) H. DEMBER, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 15, S. 560. 1913; vgl. auch M. SIEGBAHN, Die Spektroskopie der Röntgenstrahlen. S. 221 ff. Berlin 1924; O. W. RICHARDSON u. F. C. CHALKLIN, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 110, S. 247. 1926.

[5]) W. C. RÖNTGEN, Würzb. Ber. 1895, S. 137. Abgedruckt in Ann. d. Phys. Bd. 64, S. 1. 1898.

erzeugung jedoch bedarf es einer metallenen Antikathode, die dann zugleich als Anode zur Zuführung der positiven Spannung dienen kann. Durch den Aufprall der Elektronen entstehen in der Antikathode Röntgenstrahlen von zweierlei Art, nämlich erstens die Bremsstrahlen im engeren Sinne, die ein kontinuierliches Spektrum bilden, und zweitens die für das Antikathodenmaterial charakteristischen Strahlen in Gestalt eines meist ziemlich einfachen Linienspektrums. Die Energieverteilung des kontinuierlichen Spektrums läßt sich aus der an der Röhre liegenden Spannung annähernd berechnen. Für niedrigere Spannungen — die Messungen wurden bis zu 12 kV aufwärts durchgeführt — gilt nach KULENKAMPFF[1]) die einfache Formel:

$$I_\nu = C \cdot Z \cdot (\nu_0 - \nu) + Z \cdot b\,.$$

Hier bedeutet I_ν die Intensität für die Frequenz ν, C eine Konstante, $b = 2{,}5 \cdot 10^{15}\,\mathrm{sec}^{-1}$, ν_0 die aus dem DUANE-HUNTschen Gesetz folgende Höchstfrequenz und Z die Atomnummer des Antikathodenmaterials. Aus Messungen von WEBSTER und HENNINGS[2]) geht hervor, daß bis zu Röhrenspannungen von 60 kV die Formel gilt:

$$I_\nu = C \cdot Z \cdot (\nu_0 - \nu)\,.$$

Dagegen fanden GLOCKER und KAUPP[3]) durch Messungen bis zu 160 kV die folgende Formel, die sie aus einer von BEHNKEN[4]) angegebenen komplizierteren Formel durch Beschränkung auf kurzwellige Strahlen von $\lambda < 0{,}16$ Å ableiteten, bestätigt:

$$I_\lambda = I_\nu \cdot \nu^2/c = \text{konst.}\,(\nu_0 - \nu)\,. \qquad (c = \text{Lichtgeschw.})$$

Über die Theorie des kontinuierlichen Spektrums findet man Näheres in Bd. XXII ds. Handb., Kap. 4, Ziff. 21 ff. Für die Praxis genügen meist folgende Regeln: 1. Die Grenzwellenlänge folgt dem DUANE-HUNTschen Gesetz: $V \cdot \lambda = 12{,}35$. 2. Die Maximalintensität liegt bei einer beträchtlich größeren von der Filterung abhängigen Wellenlänge. 3. Die gesamte über alle Wellenlängen summierte Intensität steigt proportional mit dem Röhrenstrom, proportional mit dem Quadrat der Röhrenspannung und proportional mit der Atomnummer des Antikathodenmaterials.

Die Intensität des kontinuierlichen Spektrums ist weiterhin vom Azimut gegen die Richtung des erzeugenden Kathodenstrahles in geringem Maße abhängig in der Weise, daß unter 60° ein Maximum zu beobachten ist, das aber infolge der Absorption in der Antikathode selbst meist wenig ausgeprägt ist. Ferner ist die Strahlung teilweise polarisiert in dem Sinne, daß der elektrische Vektor parallel zur Kathodenstrahlrichtung bevorzugt ist. Der Wirkungsgrad, mit welchem die Kathodenstrahlenenergie in Röntgenstrahlenenergie umgesetzt wird, ist sehr gering, und nur von der Größenordnung 10^{-3}. Er steigt jedoch mit der Röhrenspannung und mit der Atomnummer des Antikathodenmaterials.

Wie schon erwähnt wurde, ist das kontinuierliche Spektrum stets von dem charakteristischen Spektrum des Antikathodenmaterials überlagert. Ist das Antikathodenmaterial ein einfacher Stoff, so besteht das charakteristische Spektrum stets nur aus wenigen Linien, die in Serien, welche als K-, L-, M- usw. Serie bezeichnet werden, angeordnet sind, und deren ungefähre Wellenlängen

[1]) H. KULENKAMPFF, Ann. d. Phys. Bd. 69, S. 548. 1922.

[2]) D. L. WEBSTER u. A. E. HENNINGS, Phys. Rev. Bd. 21, S. 312. 1923; vgl. hierzu Bd. XXIII ds. Handb., Kap. 4, von H. KULENKAMPFF über das kontinuierliche Röntgenspektrum (Ziff. 20).

[3]) R. GLOCKER u. E. KAUPP, ZS. f. techn. Phys. Bd. 7, S. 434. 1926.

[4]) H. BEHNKEN, ZS. f. Phys. Bd. 4, S. 241. 1921; ZS. f. techn. Phys. Bd. 2, S. 153. 1921.

sich aus der Atomnummer überschlagsweise berechnen läßt. So gilt z. B. in dem bei gläsernen Röntgenröhren ohne Fenster in Betracht kommenden Spektralgebiet, bei welchen nur die Linien der K-Serie von Bedeutung sind, folgende Faustformel:

$$(Z - 1)^2 \cdot \lambda = 1000.$$

Im übrigen fehlt es nicht an Tabellen über Röntgenwellenlängen[1]). Zur Erregung der charakteristischen Strahlung eines Elementes ist eine bestimmte Mindestspannung erforderlich, welche aus dem DUANE-HUNTschen Gesetz zu berechnen ist, indem man die Wellenlänge der entsprechenden Absorptionskante in das Gesetz einsetzt. Um aber Intensitäten zu bekommen, die sich beträchtlich über den kontinuierlichen Untergrund erheben, ist die Spannung mindestens auf den doppelten Betrag der Anregungsspannung zu steigern.

Als Material für Röntgenröhren kommt in erster Linie das Glas in Frage, weil Glaskörper sich leicht evakuieren lassen, und weil auf diese Weise eine genügende Isolation der Elektroden gegeneinander ohne besondere Mittel erreicht wird. Auch Quarzglas ist vortrefflich geeignet, aber teurer und nur im Sauerstoffgebläse zu bearbeiten. Für viele Zwecke, besonders wenn die Röhren öfters geöffnet werden müssen, bieten metallene Röhrenkörper unter Verwendung von Glas- oder Porzellanionisatoren große Vorteile. Doch lassen sich solche Röhren meist nicht von der Luftpumpe abnehmen, sondern müssen während des Betriebes weiter gepumpt werden. Beispiele sind weiter unten beschrieben.

4. Ionenröhren und Elektronenröhren. Die zur Röntgenstrahlenerzeugung nötigen Kathodenstrahlen lassen sich auf zweierlei Weise herstellen. Die „klassische" Methode ist die Gasentladung unter vermindertem Druck, bei welcher die Kathodenstrahlen die meist hohlspiegelförmige Aluminiumkathode senkrecht zu deren Oberfläche verlassen und sich in dem sog. Brennfleck auf der Antikathode vereinigen. Als Kathodenmaterial wählt man möglichst reines Aluminium, da dieses geringe Zerstäubung zeigt. Nach dieser Methode hergestellte Röhren nennt man Ionenröhren. Ihre Betriebsspannung ist durch den in ihnen herrschenden Gasdruck bestimmt und durch diesen zu regulieren. Ein besseres Regulieren und Konstanterhalten der Betriebsbedingungen, insbesondere der Spannung, ermöglichen die nach dem Prinzip der Wehnelt- oder Coolidgekathode arbeitenden „Elektronenröhren". Als Glühkathodenmaterial wird dabei meist Wolframdraht, evtl. mit einem Überzug von Thoriumoxyd zur Steigerung der Elektronenemission, verwendet. Die schon bei dunkler Rotglut emittierenden Thoriumfäden an Stelle der gewöhnlichen Wolframfäden sind besonders dann erforderlich, wenn es darauf ankommt, das von der Glühkathode ausgehende Licht zu vermeiden, also z. B. bei Arbeiten mit so weichen Strahlen, daß ein die Lichtstrahlen zurückhaltendes Fenster unzulässig ist. Es ist aber zu beachten, daß Glühkathodenröhren die Linien des Wolframs und evtl. des Thoriums emittieren, was für manche Zwecke, z. B. Kristalluntersuchungen, störend sein kann. Die indirektere und daher umständlichere Methode der Kathodenstrahlerzeugung von LILIENFELD[2]), nach welcher die von einer Glühkathode ausgehenden Elektronen zunächst auf eine Zwischenkathode auftreffen und erst in dieser die eigentlichen Kathodenstrahlen auslösen, hat heute wohl nur noch historische Bedeutung (vgl. auch Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 7ff.).

---

[1]) Zum Beispiel LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalisch-Chemische Tabellen, 5. u. folg. Aufl. u. Ergänzungs-Bd.

[2]) J. E. LILIENFELD, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 18, S. 256. 1912.

c) Die technischen Röntgenröhren.

5. Medizinische Röntgenröhren. Die im Handel erhältlichen Röntgenröhren für medizinische Zwecke sind im Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 6 bis 18, ausführlicher behandelt. Sie werden im physikalischen Laboratorium mit Vorteil angewendet, wenn es sich darum handelt, über ein Spektralgebiet zwischen 0,06 und 1,0 Å zu verfügen. Sie werden sowohl als Ionenröhren wie als Elektronenröhren (Coolidgeröhren) fabriziert. Die Ionenröhren besitzen meist Platinantikathoden, können also außer dem kontinuierlichen Spektrum auch das Linienspektrum des Platins, vornehmlich dessen K-Serie von 0,16 bis 0,19 Å liefern. Die L-Serie von 0,89 bis 1,54 Å wird in der Glaswand bereits erheblich absorbiert und besitzt daher außerhalb der Röhre nur geringe Intensität. Die Coolidgeröhren haben fast stets Wolframantikathoden, deren K-Linien bei 0,18 bis 0,21 Å liegen, oder aber Molybdänantikathoden mit einem Linienspektrum zwischen 0,61 und 0,71 Å. Die Vorteile der technischen Röntgenröhren bestehen in ihrer einfachen Handhabung sowie ihrer großen Betriebssicherheit und Konstanz. Als Nachteile sind zu nennen außer der Unmöglichkeit, Veränderungen am Rohr vorzunehmen, die besonders für Coolidgeröhren sehr hohen Preise. Auch wird die Reparatur beschädigter Röntgenröhren, bei denen z. B. die Glaswand durchschlagen oder die Glühkathode durchschmolzen ist, von den Firmen meist als nicht lohnend abgelehnt, da der hohe Preis der Röhren nicht durch das Material, sondern durch den großen Ausschuß beim Auspumpen bedingt ist. Die Belastbarkeit und Leistungsfähigkeit der technischen Röhren ist je nach der Art der Röhren sehr verschieden. Diagnostikröhren, die für Spannungen bis zu etwa 70 kV vorgesehen werden, vertragen Dauerbelastungen bis etwa zu 10 mA und Momentanbelastungen bis zu 150 mA, sog. Hochleistungstherapieröhren mit Strahlungskühlung Dauerbelastungen bis zu 8 mA bei 200 kV. Die Multixröntgenröhre der Phönix-Röntgenröhrenfabriken A.-G., Rudolstadt, deren Antikathode mit fließendem Wasser nach Art eines Automobilkühlers gekühlt wird, erlaubt angeblich Dauerbelastungen von 20 bis 30 mA bei Spannungen bis zu 250 kV.

Erwähnt sei noch, daß auf Veranlassung des zur Zeit in Amerika ansässigen Arztes BUCKY von der Firma C. H. F. Müller in Hamburg neuerdings kleine Coolidgeröhren mit einem Fenster aus Lindemannglas für eine Betriebsspannung von nur 10 kV hergestellt werden[1]). Die emittierende Antikathodenfläche ist bei diesen Röhren, die nur für therapeutische Bestrahlungen gedacht sind, sehr groß und liegt auf der Innenseite eines nach dem Fenster zu geöffneten Hohlkegels. Die Röhren sind also nur dann mit Vorteil zu verwenden, wenn ein größeres Bestrahlungsfeld gebraucht wird, nicht aber z. B. für spektrometrische Zwecke.

d) Röhren für physikalische Zwecke.

6. Einfachste Form von Röntgenröhren. Für einfache Demonstrationen z. B. der Fluoreszenz oder der Ionisation durch Röntgenstrahlen genügt eine einfache Röhre der in der Abb. 1 schematisch dargestellten Form.

Abb. 1. Einfache Röntgenröhre.

In einen Glaskolben von 10 bis 20 cm Durchmesser sind mit Hilfe von drei Ansatzröhren der Anodenstift A, die hohlspiegelförmige Kathode K und die Antikathode AK eingesetzt. A und K bestehen aus Aluminium,

[1]) Anm. b. d. Korr.: Inzwischen werden auch von anderen Firmen derartige Röhren angefertigt.

während AK ein Platinblech ist. Die Röhre wird auf einige tausendstel Millimeter Quecksilberdruck evakuiert, am besten unter Belastung mit einem Induktorium von einigen Zentimetern Schlagweite, wobei die Antikathode zeitweilig in schwache Glut gerät. Die Wasserhaut an der Innenwand der Röhre ist durch Befächeln des Glaskolbens mit einer Bunsenflamme während des Pumpens zu entfernen. Während des Auspumpens darf die Antikathode nicht mit angeschlossen werden, weil diese sonst, solange noch kein genügendes Vakuum erreicht ist, infolge des sog. Schließungsimpulses des Induktors stark zerstäuben würde. Sobald die Röhre den gewünschten Härtegrad erreicht hat, kann sie von der Pumpe abgeschmolzen werden. Man hüte sich aber bei späterem Gebrauche, die Röhre längere Zeit mit mehr als etwa $^1/_2$ bis 1 mA zu belasten, da sonst die Gefahr der Gasabgabe aus den Metallteilen entsteht, die ein erneutes Auspumpen nötig machen würde. Nach längerem Betriebe pflegen solche einfachen Röhren infolge der Entstehung des sog. Pseudohochvakuums[1]) meist hart zu werden und sind dann am besten durch neue zu ersetzen, da ein „Regenerieren" durch Einfüllen neuen Gases nur sehr vorübergehend Abhilfe schafft.

7. Mittel zur Steigerung der Strahlenintensität. Elektrodenkühlung. Um eine möglichst große Strahlenintensität zu gewinnen, muß man die Röhren so einrichten, daß sie sowohl in bezug auf den hindurchgehenden Strom als auch auf die angelegte Spannung eine möglichst große Belastung vertragen. Auch wird man durch Anwendung eines hochatomigen Antikathodenmaterials den Wirkungsgrad möglichst günstig zu gestalten suchen. Weiter ist es von Wichtigkeit, daß das zu bestrahlende Objekt so nahe wie möglich an die Antikathode herangebracht werden kann wegen des quadratischen Ausbreitungsgesetzes. Infolge des stets sehr geringen Wirkungsgrades der Röntgenröhren wird die zugeführte Leistung so gut wie völlig in der Antikathode in Wärme umgesetzt, und es ergibt sich daher die Notwendigkeit, die Antikathode so intensiv wie möglich zu kühlen. Bis zu einem gewissen Grade ist dies dadurch möglich, daß man ihr zur Erzielung einer großen Wärmekapazität eine große Masse gibt. Auch lassen sich an dem aus der Röhre herausgeführten Teil Kühlrippen anbringen. Beispiele für solche Konstruktionen finden sich in dem Abschnitte über technische Röntgenröhren in Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 10, beschrieben. Weit wirksamer aber ist die Kühlung durch Wasser, die entweder als Siedekühlung, die sich ebenfalls bei technischen Röhren vorfindet, oder aber besser durch einen dauernd fließenden Wasserstrom vorgenommen wird. Zu diesem Zwecke gibt man der Antikathode eine Form der in Abb. 2 dargestellten Art.

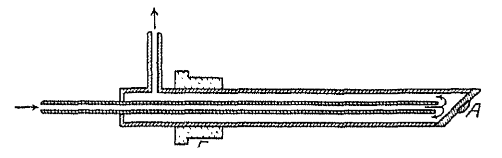


Abb. 2. Antikathode für Kühlung durch fließendes Wasser.

Die Antikathode wird aus Kupfer oder Messing hergestellt. Bei A ist ein Scheibchen aus Wolfram oder Platin stramm eingepaßt. Der bei F aufgelötete Flansch dient zum Einkitten in den Glaskörper der Röhre mit Pizein. Wenn sich die Anordnung so treffen läßt, daß die Antikathode beim Betriebe geerdet werden kann, so schließt man sie am besten direkt an die Wasserleitung an. Ist es aber nötig, die Antikathode an Hochspannung zu legen, so ist eine direkte Kühlung durch die Wasserleitung nur dadurch möglich, daß man die Kühlleitung erstens aus einem isolierenden Material, z. B. Glasröhren oder Gummischlauch, herstellt und ihr außerdem eine beträchtliche Länge gibt, damit der durch das Kühlwasser entstehende Erdschluß nicht zu stark wird. Der elektrische Widerstand des

[1]) Vgl. Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 11.

üblichen Leitungswassers ist meist erstaunlich groß. Z. B. ist der Erdstrom durch eine 6 m lange Kühlleitung von etwa 0,3 cm² Querschnitt bei 30 kV nur von der Größenordnung von 10 mA. Will man den Erdschluß vermeiden, so muß man die Antikathode entweder aus einem isolierten Hochbehälter in ein ebenfalls isoliert aufgestelltes Abflußgefäß speisen oder aber, wie bei der in Ziff. 5 erwähnten Multixröhre, ein isoliertes aus Kühler und Pumpe bestehendes System anwenden. Auf die letztere Weise vermeidet man das besonders bei langen Bestrahlungszeiten recht lästige Nachfüllen des Hochbehälters.

8. Verschiedene Kathodenformen. Um die für einen kräftigen Röhrenstrom notwendigen Elektronen zur Verfügung zu haben, darf bei einer Ionenröhre das Röhrenvolumen und die Kathodenoberfläche nicht zu klein gewählt werden. Größere Leistungen als bei Ionenröhren sind aber unter allen Umständen mit Elektronenröhren zu erzielen. Man wird daher nur in den Fällen den Ionenröhren den Vorzug geben, wo es erforderlich ist, den Glühfaden, der stets zur Emission des Wolframspektrums Veranlassung gibt, zu vermeiden, wie z. B. bei der Debye-Scherrer-Methode der Kristalluntersuchung. Während man bei der Ionenröhre andere als Hohlspiegelkathoden kaum anwendet, wird bei Elektronenröhren die Form des Glühdrahtes mannigfach variiert. Am meisten üblich ist die Form einer ebenen Spirale. Um die emittierten Elektronen, die die Glühspirale mit geringen Anfangsgeschwindigkeiten verlassen und daher der Richtung des elektrischen Feldes folgen, auf einem kleinen Bezirk der Antikathode, dem sog. Fokus oder Brennfleck, zu vereinigen, braucht man eine „Sammelvorrichtung". Als solche ist ein kleiner Zylinder aus Molybdän oder Nickel, der die Glühspirale in der in der Abb. 3 skizzierten Weise umgibt, geeignet.

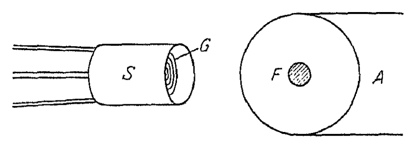


Abb. 3. Glühkathode mit Sammelzylinder.

Der Sammelzylinder ist mit der Glühkathode leitend verbunden und befindet sich somit auf negativem Potential gegenüber der Antikathode. Die zwischen beiden wirksamen elektrostatischen Kräfte bewirken die mehr oder weniger starke Konzentration der Elektronen, je nachdem der Glühdraht mehr oder weniger tief im Innern des Zylinders sitzt. Ein Mittel, die Elektronenkonzentration automatisch der Belastung der Röhre anzupassen, ist von R. THALLER[1]) angegeben worden und im Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 16 beschrieben.

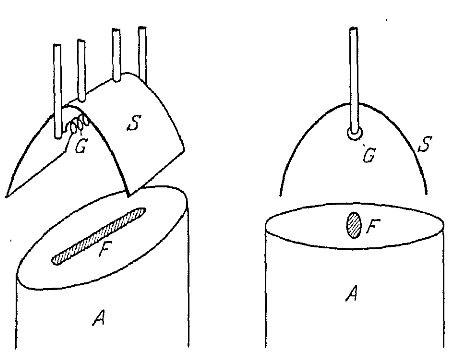


Abb. 4. Götzefokus.

In vielen Fällen, z. B. bei gewissen Methoden der Röntgenspektroskopie, ist es erwünscht, mit einer möglichst kleinen punkt- oder linienförmigen Strahlenquelle zu arbeiten. Um dabei die Flächeneinheit der Antikathode nicht übermäßig belasten zu müssen, wendet man mit Vorteil den in der Röntgentechnik als „Götzefokus" bezeichneten Kunstgriff an. Bei dieser Konstruktion hat der Glühdraht die Form einer Schraubenlinie und befindet sich in der Achse der als Parabolspiegel gestalteten Sammelvorrichtung, wie es die Abb. 4 erkennen läßt.

[1]) R. THALLER, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 33, S. 108. 1925. Kongreßheft.

Auf diese Weise bildet sich auf der nur wenig abgeschrägten Antikathode ein bandförmiger Brennfleck aus, der, von vorn gesehen, infolge der perspektivischen Verkürzung nahezu punktförmig erscheint. Durch den flachen Austritt der Strahlen aus der Antikathodenvorderfläche wird natürlich nur solange eine gesteigerte Intensität erzielt, als die Oberfläche glatt bleibt und nicht etwa durch zu starke Belastung „angestochen" ist. Andernfalls wird ein großer Teil der erzeugten Röntgenstrahlung in der Antikathode selbst absorbiert.

9. Betriebsweise von Röntgenröhren. Die Art der Betriebsweise, insbesondere der zeitliche Verlauf der an eine Röntgenröhre angelegten Spannung, ist für deren Wirkungsgrad von erheblicher Bedeutung[1]). Theoretisch ist eine konstante Gleichspannung das günstigste. Dennoch ist für den Betrieb von Ionenröhren die Anwendung eines Induktors von Nutzen, da man dabei einen Vorschaltwiderstand, wie er bei einer Stromquelle mit konstanter Gleichspannung wegen der fallenden Charakteristik der Ionenröhren erforderlich ist, entbehren kann. Näheres über den Induktorbetrieb findet sich bei P. LUDEWIG[2]). Für Elektronenröhren ist jedoch der technische Transformator dem Induktor erheblich überlegen, da er einen gleichmäßigeren und besser regulierbaren Betrieb ermöglicht. Sowohl bei Induktoren wie bei Transformatoren empfiehlt sich meist die Anwendung eines Ventiles zur Unterdrückung der verkehrten Stromrichtung. Solche Ventile sind synchron rotierende Schalter oder unsymmetrische Funkenstrecken bei normalem oder vermindertem Druck oder aber in vollkommenster und wegen ihrer völligen Geräuschlosigkeit und des Fehlens der lästigen „Ozonbildung" auch angenehmster Weise Glühkathodenventile. Näheres über solche Einrichtungen findet sich in Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 29 bis 31. Der ideale Betrieb von Coolidgeröhren wird mit einer Gleichstromquelle, also am vollkommensten mit einer Akkumulatorenbatterie, erzielt. Eine solche Batterie für Spannungen bis zu 100 kV ist von ARMSTRONG und STIEFLER[3]) beschrieben worden. Aber nur wenige Institute werden sich eine so kostbare und intensivste Wartung erfordernde Anlage leisten können. Die Verwendung von Batterien wird sich daher meist auf die Erzeugung von weichen Strahlen mit niedrigen Spannungen beschränken müssen. Bis zu Spannungen von etwa 10 kV sind Gleichstromhochspannungsgeneratoren ein fast vollwertiger Ersatz. Darüber hinaus aber wird man meist zu besonderen, aus Ventilen und Kondensatoren zusammengesetzten Schaltungen seine Zuflucht nehmen müssen, die bei nicht zu hoher Belastung einen der reinen Gleichspannung sehr nahekommenden Betrieb ermöglichen. Die zur Zeit vollkommenste derartige Einrichtung, die auch in die praktische Röntgentechnik Eingang gefunden hat und daher von allen einschlägigen Firmen laufend fabriziert wird, ist die sog. Greinacherschaltung[4]), die in Abb. 5 schematisch dargestellt ist. Das Prinzip dieser Einrichtung beruht darauf, daß die beiden in Reihe geschalteten Hochspannungskondensatoren durch den Transformator über die beiden Ventile immer im gleichen Sinne aufgeladen werden und somit als Gleichstromquelle dienen können. Eine besondere Eigentümlich-

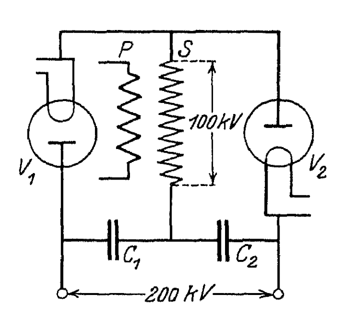


Abb. 5. Greinacherschaltung.

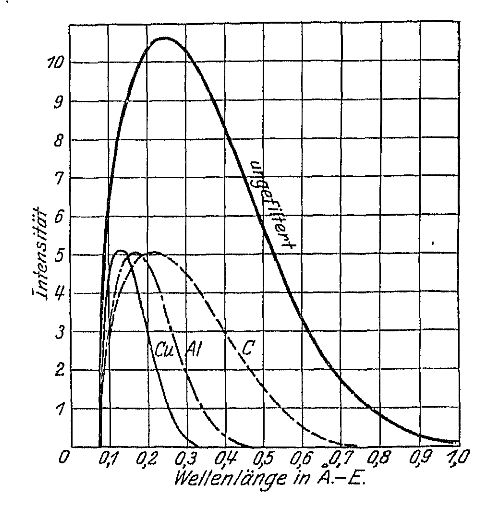
[1]) Vgl. H. BEHNKEN, ZS. f. techn. Phys. Bd. 2, S. 153. 1921.
[2]) P. LUDEWIG, Die physikalischen Grundlagen des Betriebes von Röntgenröhren mit dem Induktorium. Berlin 1924; vgl. auch Bd. XVII ds. Handb. Kap. 3, Ziff. 22 u. 25 ff.
[3]) A. H. ARMSTRONG u. W. W. STIEFLER, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 11, S. 509. 1925.
[4]) H. GREINACHER, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 16, S. 320. 1914.

keit dieser Schaltung besteht darin, daß sie es ermöglicht, eine Spannung zu erreichen, die nahezu das Doppelte des Scheitelwertes des benutzten Transformators beträgt. Näheres über solche Gleichstromhochspannungsschaltungen findet sich ebenfalls im Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 33. Insbesondere ist dort auch einiges über die Höhe der mit diesen Schaltungen erreichten Spannungen und über deren Ermittlung gesagt.

10. Erzeugung besonders harter Strahlen. Vorbedingung für die Erzeugung sehr harter Röntgenstrahlen ist die Möglichkeit, eine Röntgenröhre mit sehr hohen Spannungen zu betreiben. Dies erfordert bei Ionenröhren niedrige Gasdrucke, bei welchen jedoch nur noch geringe Ströme erzielt werden können und außerdem das Aufrechterhalten eines gleichmäßigen Laufens der Röhren sehr schwierig wird. Die Glühkathodenröhren sind hierfür besser geeignet. Es ist nötig, die Röhren für hohe Spannungen weitgehend zu entgasen. Aus diesem Grunde verwendet man für die Elektroden in solchen Röhren nur Metalle, die einen hohen Schmelzpunkt besitzen, so daß man sie während des Auspumpens der Röhren hoch erhitzen kann. In erster Linie kommen Wolfram, Molybdän und Tantal in Frage. Auch versucht man mit möglichst wenig Metall im Innern der Röhre auszukommen. Die technischen Röhren für Tiefentherapie, welche in Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3, Ziff. 18 beschrieben sind, werden meist mit massiven Wolframantikathoden ausgerüstet, die während des Betriebes in helle Glut geraten und sich lediglich durch ihre intensive Wärmeausstrahlung abkühlen. Sie vertragen dauernd Spannungen bis wenig über 200 kV. Die Röhren müssen beim Betriebe mit hohen Spannungen möglichst frei stehen. Insbesondere dürfen nicht etwa metallene Stative zu ihrer Aufstellung benutzt werden, da eine zu große Annäherung von Metallteilen leicht einen Durchschlag der Glaswand im Gefolge haben kann. Aus diesem Grunde verwende man als Strahlenschutz in der Nähe der Röhre auch kein metallisches Blei, sondern nur Bleiglas oder Bleigummi. Eine Grenze für die höchsten zur Röntgenstrahlerzeugung anwendbaren Spannungen anzugeben, ist schwierig, da die Technik der Hochspannungserzeugung der Röntgenröhrentechnik zur Zeit weit voraus ist. Man kann Hochspannungen bis zu 2000 kV herstellen, nicht aber Röntgenröhren, die solche Spannungen auch nur annähernd vertragen.

11. Homogene Röntgenstrahlen. Für viele Fälle ist es erforderlich, über homogene Röntgenstrahlen zu verfügen. Man pflegt darunter im Gegensatz zu monochromatischen Röntgenstrahlen solche zu verstehen, die zwar streng genommen noch ein kontinuierliches Spektralbereich umfassen, dessen Grenzen jedoch so eng sind, daß durch Absorptionsmessungen mit Absorbenten verschiedener Stärke keine Inhomogenität mehr zu erkennen ist. Natürlich ist der Begriff der so definierten homogenen Strahlung kein völlig strenger, sondern von der Genauigkeit der Absorptionsmessungen abhängig, weshalb man auch vielfach von „praktisch homogenen Strahlen" spricht. Um solche praktisch homogenen Strahlen herzustellen, benutzt man Filter, die meist aus Metallblechen bestehen. Da der Absorptionskoeffizient eines Elementes für Röntgenstrahlen mit der dritten Potenz der Wellenlänge zunimmt, so bewirkt ein solches Filter, daß der langwellige Teil des von einer Röntgenröhre emittierten kontinuierlichen Spektrums wesentlich stärker absorbiert wird als der kurzwellige. Es ist daher möglich, durch immer weitergehende Filterung die langwelligen Teile eines Röntgenspektrums beliebig weit abzuschneiden, so daß praktisch nur ein enger Bereich in der Nähe der durch das DUANE-HUNTsche Gesetz festliegenden kurzwelligen Grenze übrigbleibt. Bei der Auswahl des Filtermaterials ist aber darauf zu achten, daß das gewählte Material in dem Gebiete, das durch das Filter zurückgehalten werden soll, keinen Absorptionssprung besitzt. Bei

gläsernen Röhren, deren Spektrum am langwelligen Ende bei ungefähr 1,2 Å beginnt, kommen daher nur solche Stoffe als Homogenisierungsfilter in Frage, deren Absorptionssprünge bei längeren Wellen liegen. Dies sind alle diejenigen Elemente, die eine kleinere Atomnummer besitzen als das Zink mit Nr. 30, vor allen Dingen also das Kupfer, das daher auch in der Röntgentherapie als Filtermaterial die Hauptrolle spielt. Einige Beispiele für die Wirkung von Homogenisierungsfiltern sind durch die Kurven der Abb. 6 veranschaulicht, die von H. KÜSTNER[1]) mit Hilfe der Energieverteilungsformel von BEHNKEN berechnet worden sind. Die Filter aus verschiedenem Material sind hier so gewählt, daß sie die Maximalintensität nahezu auf denselben Wert schwächen. Man erkennt die stärkere Homogenisierung durch das schwerere Material.



Zur Berechnung der Filterwirkung kann man nach GLOCKER[2]) die folgenden Formeln benutzen:

$$\frac{\mu}{\varrho} = 0{,}0004 \cdot z^{3,14} \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad \lambda > \lambda_A ,$$

$$\frac{\mu}{\varrho} = 0{,}0195 \cdot z^{2,58} \cdot \lambda^{2,8} \quad \text{für} \quad \lambda \leqq \lambda_A ,$$

μ = Schwächungskoeffizient,
ϱ = Dichte, z = Atomnummer,
λ_A = Absorptionsbandkante der K-Serie.

Natürlich läßt sich eine vollkommene Homogenität durch Filterung niemals erreichen.

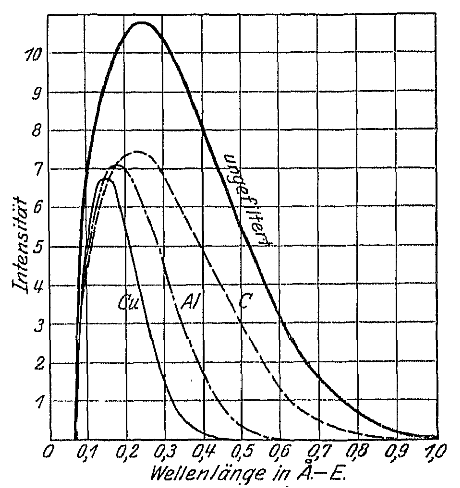


Abb. 6. Wirkung von Homogenisierungsfiltern.

12. Monochromatische Strahlen. In manchen Fällen ist es jedoch erwünscht, über streng monochromatische Strahlen zu verfügen. Ganz streng und für beliebige Wellenlängen ist dies nur durch spektrale Zerlegung mit Hilfe der Kristallreflexion möglich. Ein nach dieser Methode erzieltes streng monochromatisches Strahlenbündel hat jedoch nur geringe Intensität und außerdem die Form einer schmalen Linie. Dagegen kann man vielseitig verwendbare weitgehend monochromatische Strahlenbündel durch Ausnutzung der charakteristischen Strahlung erzielen. Diese kann man entweder, wie es BARKLA bereits vor der Entdeckung der Kristallinterferenzen getan hat, als Fluoreszenzstrahlung erzeugen oder aber, indem man eine Substanz, welche ein Eigenspektrum der gewünschten Spektralgegend besitzt, auf die Antikathode der Röntgenröhre bringt. Es wird dann das Linienspektrum dieser Substanz überlagert von einem kontinuierlichen

[1]) H. KÜSTNER, Die Ionisationsmessung der Röntgenstrahlen. S. 281. Leipzig 1925.
[2]) B. GLOCKER in ROTH-SCHEEL, Konstanten der Atomphysik. S. 83. Berlin 1923, und in LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physik.-Chem. Tabellen, 5. Aufl., 1. Ergänzungsband S. 389. Berlin 1927.

Spektrum emittiert. Wenn man aber die Spannung etwa gleich der zwei- bis dreifachen Anregungsspannung des betreffenden Elementes wählt, ist die Intensität der Linien so groß, daß diejenige des kontinuierlichen Untergrundes dagegen keine große Rolle spielt. Man wählt zur Herstellung monochromatischer Strahlen zweckmäßigerweise eine K-Serie, da diese nur aus zwei Liniengruppen, nämlich der intensiveren α-Gruppe und der schwächeren β-Gruppe besteht. Bringt man nun noch ein Filter an, welches aus einem Material besteht, das gerade zwischen der langwelligeren α-Gruppe und der kurzwelligeren β-Gruppe seinen Absorptionssprung besitzt, so kann man auch die β-Linien noch fast völlig unterdrücken, so daß man praktisch nur das enge α-Dublett übrigbehält. So läßt sich z. B. die α-Gruppe des Molybdäns isolieren durch Zwischenschaltung eines Zirkonoxydfilters von solcher Dicke, daß auf 1 cm^2 0,05 g ZrO_2 kommen. Die Röhre wird hierbei zweckmäßigerweise mit einer Spannung von 40 bis 45 kV Scheitelwert betrieben[1]). Ähnlich läßt sich zur Isolierung der Kupfer-K-Strahlung ein Nickelfilter verwenden. Die K-Strahlung des Silbers läßt sich mit einem Palladiumfilter, diejenige des Platins mit einem Wolfram- oder Tantalfilter heraussieben usw.

13. Röntgenröhren für physikalische Zwecke. Allgemeines. Es gibt in der Experimentalphysik mancherlei Aufgaben, für die die im Bd. XVII ds. Handb., Kap. 3 beschriebenen technischen Röntgenröhren, die sonst am bequemsten sind, nicht geeignet sind. Die Gründe dafür können folgende sein:

1. Das technische Rohr liefert keine Wellenlängen von mehr als 1,2 Å von nennenswerter Intensität.

2. Das technische Rohr erlaubt meist keine sehr große Annäherung an den Brennfleck.

3. Im technischen Rohr läßt sich das Antikathodenmaterial nicht variieren.

4. Das technische Rohr ist teuer und bei Beschädigungen gar nicht oder nur durch Einsendung an die Fabrik unter beträchtlichen Kosten zu reparieren.

Die im folgenden beschriebenen Laboratoriumskonstruktionen, die teilweise auch im Handel zu haben sind, sind zwar meist für bestimmte Zwecke konstruiert. Da sie aber oft mehrere der genannten Nachteile gleichzeitig vermeiden, so besitzen sie doch eine universellere Verwendbarkeit.

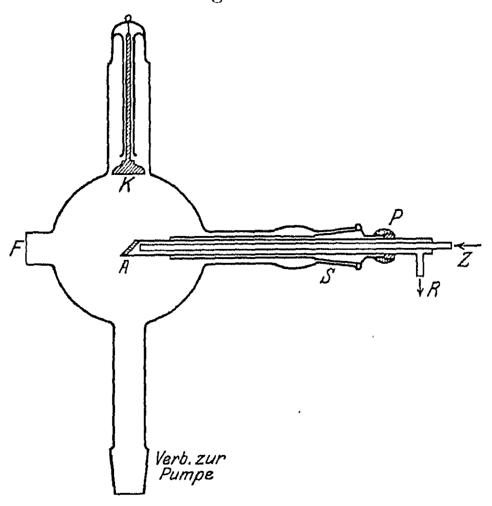


Abb. 7. Einfache Ionenröhre nach SIEGBAHN.

14. Einfache Ionenröhre für Spektrometrie. Eine einfache Form einer Ionenröhre, welche äußerlich den technischen Röhren sehr nahekommt, aber eine zugängliche Antikathode besitzt und zudem den Spektrographenspalt sehr nahe an die Antikathode heranzubringen erlaubt, ist von SIEGBAHN[2]) für seine früheren Untersuchungen benutzt worden. Ihre Konstruktion ist aus Abb. 7 zu erkennen. Der Körper der Röhre ist wie bei den technischen Ionenröhren ein kugeliger Glaskolben. Er besitzt jedoch vier seitliche Ansätze, von denen einer die festeingeschmolzene Kathode trägt. Der gegenüberliegende endigt in einen

[1]) Eine hiernach gebaute Apparatur für Debye-Scherrer-Aufnahmen beschrieb W. P. DAVEY, Gen. Electr. Rev. Bd. 25, S. 565. 1922; vgl. auch Journ. Opt. Soc. Amer. November 1921.

[2]) M. SIEGBAHN, Spektrometrie der Röntgenstrahlen. S. 31. Berlin 1924.

Normalschliff zum Anschluß an die Pumpe. Die Antikathode ist ebenfalls in ein Schliffstück mit Pizein eingekittet und somit leicht auswechselbar. Der Antikathode gegenüber befindet sich noch ein kurzer Ansatz, der entweder einfach durch ein Fenster aus irgendeinem dem besonderen Zweck angepaßten Material verschlossen werden oder aber auch zur Aufnahme eines einzukittenden Einsatzrohres dienen kann, das an seinem der Antikathode zugewendeten Ende den Spalt für eine spektrometrische Anordnung trägt. Auf diese Weise läßt sich der Spalt ins Innere der Röhre hineinverlegen und so der Antikathode sehr weit nähern, was für die Lichtstärke der Anordnung von Vorteil ist.

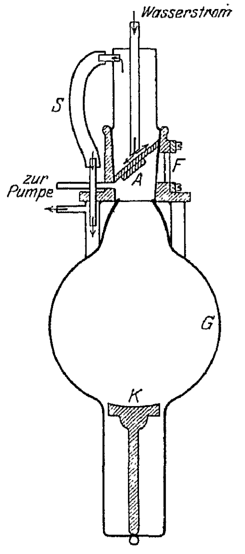


Abb. 8. Röhre mit Metallansatz nach RAUSCH V. TRAUBENBERG.

15. Röhre von RAUSCH V. TRAUBENBERG. Der Wunsch, für Debye-Scherreraufnahmen möglichst nahe an die Antikathode herankommen zu können, veranlaßte RAUSCH V. TRAUBENBERG[1]) zu der in Abb. 8 wiedergegebenen Konstruktion. An dieser ist bemerkenswert, daß ein Teil des Röhrenkörpers, innerhalb dessen sich die Antikathode befindet, nicht aus Glas, sondern aus Metall hergestellt ist. Die Verwendung von Metall als Konstruktionsmaterial für Röntgenröhren hat eine Reihe von Vorteilen und beginnt sich auch bei technischen Röhren bereits einzuführen[2]).

Eine Röhrenform, bei welcher die Antikathode zugleich Austrittsfenster ist, gab SEITZ an[3]).

16. Röhre von GERLACH. Ihrer besonders simplen Herstellungsweise wegen sei hier eine ebenfalls unter Verwendung von Metall ausgeführte Konstruktion von GERLACH[4]) erwähnt, die in Abb. 9 veranschaulicht ist. Hier stellt die Kathode K in Form einer halbkugeligen Kupferkalotte (GERLACH benutzte einen halben kupfernen Flaggenknopf) den metallenen Teil der Röhre dar. Sie ist mit einer zylindrischen Blechbüchse mit eingelöteter Zu- und Abflußtülle als Kühlmantel umgeben und besitzt bei F eine Öffnung für den Austritt der Strahlen, die mit einer aufgekitteten Folie als Fenster verschlossen wird. Der Glasteil G der Röhre ist eine größere Flasche, von der der Boden abgesprengt wurde. Durch den Flaschenhals ist die wassergekühlte Antikathode sowie ein Pumprohr mit Hilfe eines Stopfens eingeführt. Glas und Metall sind durch eine Pizeinkittung verbunden. Desgleichen ist der Stopfen mit Pizein gedichtet.

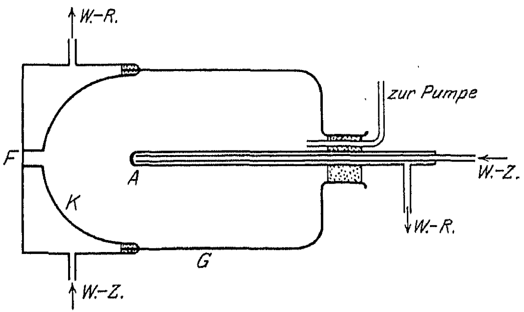


Abb. 9. Einfache Röhre nach GERLACH.

17. Haddingröhre. Bei der aus dem SIEGBAHNschen Institut stammenden Haddingröhre[5]), deren Konstruktion aus Abb. 10 erkennbar ist, wird überhaupt kein Glas verwendet. Hier besteht der Hauptteil der Röhre, welcher auch die

[1]) RAUSCH V. TRAUBENBERG, Phys. ZS. Bd. 18, S. 241. 1917.

[2]) Vgl. ds. Handb. Bd. XVII, S. 142. Metallene Röhrenkörper wandte wohl zuerst L. ZEHNDER an; vgl. Elektrot. ZS. Bd. 36, S. 49. 1915.

[3]) W. SEITZ, Phys. ZS. Bd. 10, S. 830. 1909.

[4]) W. GERLACH, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 2, S. 55. 1921.

[5]) A. HADDING, ZS. f. Phys. Bd. 3, S. 369. 1920.

Antikathode enthält, aus einer Metallhülse von der Form einer Granate. Die Kathode ist durch einen aufgekitteten Porzellanisolator von geeigneter Form eingeführt. Die Röhre ähnelt also sehr der älteren ZEHNDERschen Konstruktion. Alles Nähere ist aus der Abb. 10 ersichtlich. Die Haddingröhre kann von der Firma Dr. Carl Leiß, Berlin-Steglitz, bezogen werden. Sie wird neuerdings auch in einer besonders großen Ausführung hergestellt, welche Spannungen bis zu etwa 80 kV anzulegen gestattet. Die Haddingröhre ist besonders für kristallographische Zwecke beliebt, da sie keinerlei zerbrechliche Teile enthält und auch starke Belastungen, ohne Schaden zu leiden, verträgt.

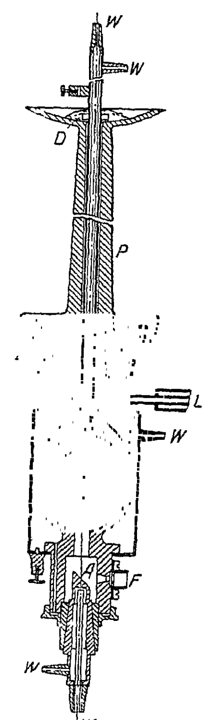


Abb. 10. Porzellanmetallröntgenröhre nach HADDING.

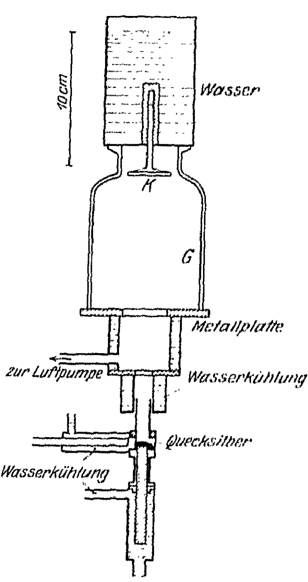


Abb. 11. Rohr mit Quecksilberantikathode nach A. MÜLLER.

Bei allen Röntgenröhren, welche weichgelötete Metallteile enthalten, ist eine gewisse Vorsicht bei der Verwendung von Quecksilberpumpen geboten, besonders von solchen, die mit siedendem Quecksilber arbeiten. Der eindringende Quecksilberdampf führt leicht zur Beschädigung der Lötstellen, die dadurch undicht werden. Ist dies einmal geschehen, so muß die ganze Röhre auseinandergelötet, daß Quecksilber durch sorgfältiges Ausglühen entfernt und die Röhre neu zusammengesetzt werden. Es ist daher dringend zu empfehlen, eine mit flüssiger Luft gekühlte Quecksilberfalle in der Pumpleitung vorzusehen.

18. Röhre mit Quecksilberantikathode. Um das Quecksilber selber als Antikathodensubstanz gebrauchen zu können, benutzte MÜLLER[1]) unter Verwendung von Glas, Metall und Siegellack als Konstruktionsmaterialien die in der Abb. 11 zur Anschauung gebrachte Röhrenform, die, obwohl mit behelfsmäßigen Mitteln hergestellt, dennoch vortreffliche Ergebnisse für die Untersuchung der L-Serie des Quecksilbers lieferte. Die Leistungsfähigkeit der Röhre ist vor allem darauf zurückzuführen, daß bei dieser Konstruktion, welche wohl aus der Abbildung allein genügend verständlich ist, der Spalt des Spektrographen außerordentlich nahe an die Antikathode herangerückt werden kann, wodurch die Lichtstärke der Anordnung sehr groß wird.

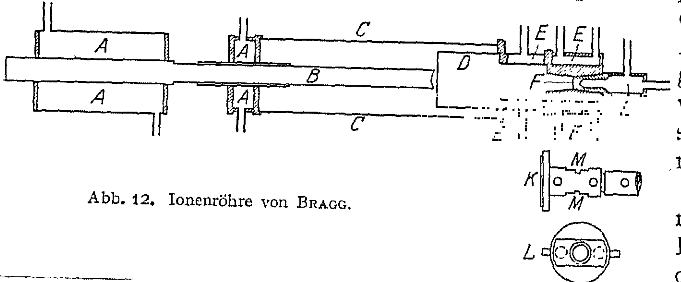


Abb. 12. Ionenröhre von BRAGG.

19. Ionenröhre nach BRAGG. Eine Röhrenform, welche die beiden BRAGGS[2])

[1]) A. MÜLLER, Phil. Mag. (6) Bd. 42, S. 419. 1921.
[2]) W. H. u. W. L. BRAGG, X-Rays and Crystal Structure. S. 34. London 1924.

für ihre bahnbrechenden Untersuchungen über die Kristallstruktur benutzt und bewährt gefunden haben, lehnt sich in ihrer Konstruktion stark an die MÜLLERsche Quecksilberröhre an. Sie ist in Abb. 12 wiedergegeben. Auch hier bedarf die Zeichnung kaum der näheren Erläuterung. In der englischen Literatur wird die Röhre häufig nach SHEARER benannt[1]).

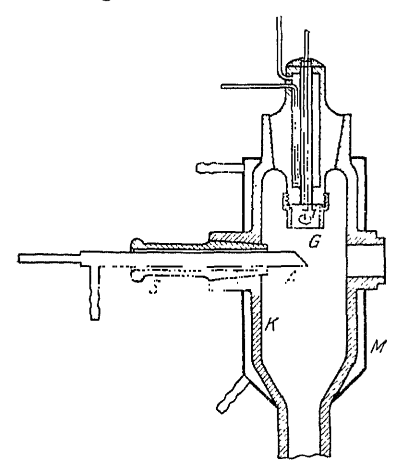


Abb. 13. Einfache Elektronenröhre.

20. Elektronenröhren. Die bisher beschriebenen Spezialkonstruktionen betrafen nur Ionenröhren, die immer dann angebracht sind, wenn monochromatische Strahlen benötigt werden, wie z. B. bei Strukturuntersuchungen, wo das aus zahlreichen Linien bestehende L-Spektrum des Wolframs, das bei einer Röhre mit Glühkathode nicht zu vermeiden ist, stören würde. In allen Fällen aber, wo dies keine Rolle spielt, wird man der größeren Leistung und der besseren Regulierbarkeit wegen lieber Elektronenröhren benutzen. Auch für diese werden im folgenden einige Konstruktionsbeispiele beschrieben. Eine Anzahl derselben stammt von SIEGBAHN oder seinen Schülern und hat sich bei zahlreichen Untersuchungen über Röntgenspektrometrie bestens bewährt.

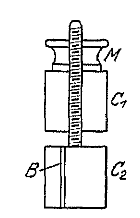
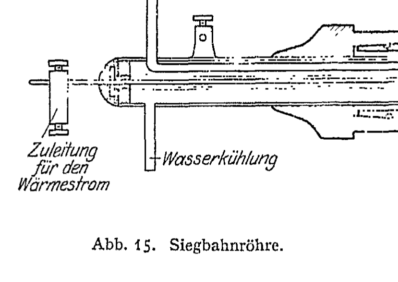


Abb. 14. Apparat zum Biegen von Glühspiralen.



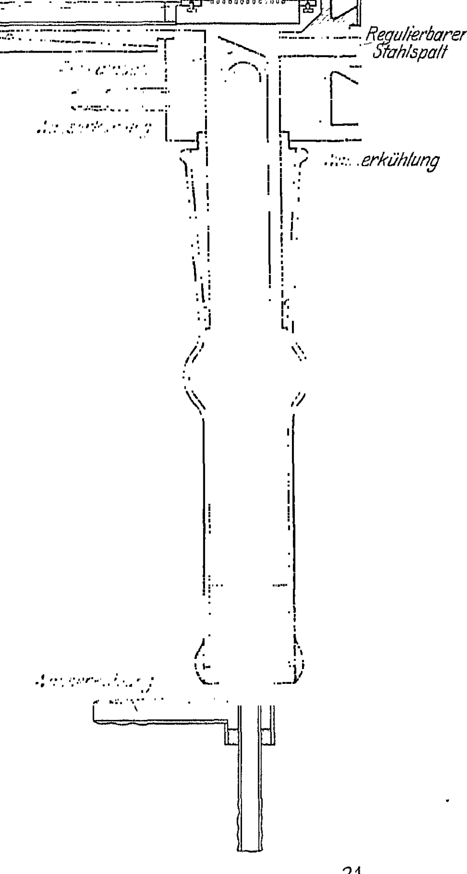


Abb. 15. Siegbahnröhre.

Eine relativ einfache Form ist in Abb. 13 wiedergegeben[2]). Der mit

[1]) Eine Weiterentwicklung dieser Röhrenform, bei der der Röhrenkörper aus Porzellan hergestellt ist und die Kittungen durch Schraubverbindungen mit Gummidichtungen ersetzt sind, ist von E. A. OWEN und G. D. PRESTON beschrieben; vgl. Journ. scient. instr. Bd. 4, S. 1. 1926.

[2]) M. SIEGBAHN, Ann. d. Phys. Bd. 59, S. 56. 1919.

einem Kühlmantel M umgebene Röhrenkörper K besteht aus Rotguß. Besser als Guß ist bei Elektronenröhren, welche ein hohes Vakuum halten müssen, Schmiedemessing, weil dieses weniger leicht Poren besitzt. Die Glühkathode G ist mit einem Metallschliff eingesetzt, damit der Glühfaden leicht ersetzt werden kann. Für das Biegen von Glühspiralen aus Wolframdraht, das bei einigen hundert Grad erfolgen muß, ist ein Verfahren bei SIEGBAHN angegeben[1]). SIEGBAHN empfiehlt dafür den in Abb. 14 dargestellten kleinen Apparat, auf welchen einige Windungen des sehr steifen Wolframdrahtes aufgewickelt werden. Nachdem dann die Schraube M angezogen ist, um den Draht in seiner Lage zu halten, wird das Ganze einen Moment zu schwacher Rotglut erwärmt. Doch ist die Herstellung auch so nicht ganz leicht, und man tut, wenn möglich, besser, sich die Glühspiralen fertig gebogen von einer Röntgenröhrenfabrik zu beschaffen. Die Glühkathode steht mit dem Röhrengehäuse in leitender Verbindung und kann daher direkt von der Wasserleitung aus gekühlt werden. Die Antikathode A dagegen ist mit Hilfe eines Glasschliffes S, in welchen sie eingekittet ist, isoliert angesetzt. Sie muß durch eine isolierte Leitung gekühlt werden.

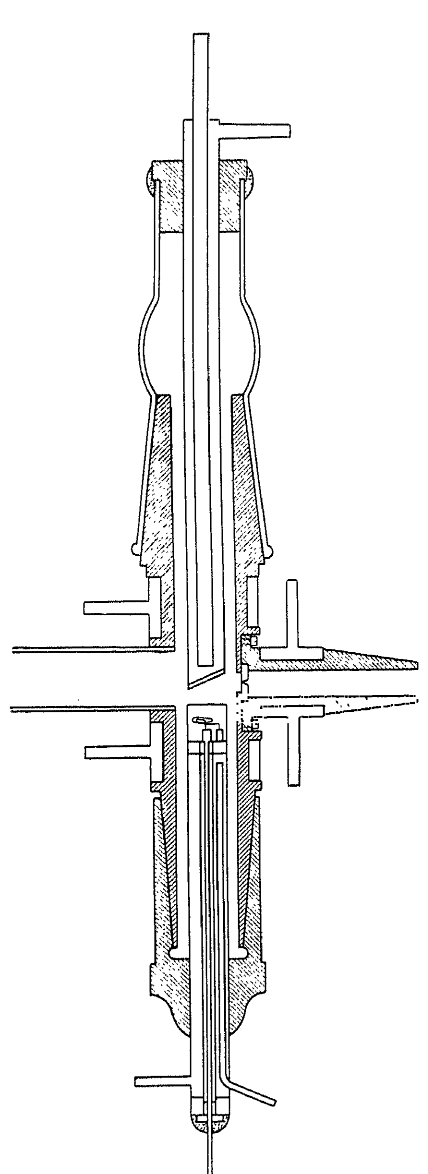


Abb. 16. Siegbahnröhre.

Eine Vervollkommnung der letztbesprochenen Konstruktion in der Richtung einer gedrungeneren Form ist im Bd. XVII ds. Handb. auf S. 144 abgebildet. Abb. 15 stellt eine Variante dar, bei welcher ein strichförmiger Brennfleck (Götzefokus) angewendet ist. Ein solcher hat für spektroskopische Zwecke, wo ein größerer Brennfleck oft nicht ausgenutzt werden kann, seine Vorzüge. Eine ganz besonders kompendiöse Ausführung, bei der die Annäherung des Spektrographenspaltes an die Antikathode äußerst weit getrieben ist, zeigt die Abb. 16. Bei den beiden letztgenannten Formen ist aber folgender Übelstand zu beachten, auf welchen SIEGBAHN selbst aufmerksam macht: Da sich die Glühelektronen in Richtung der Längsausdehnung der Antikathode bewegen, so gelangt ein Teil derselben leicht um die Vorderfläche der Antikathode herum in den Glasschliff hinein. Hierdurch wird dieser ungleichmäßig erhitzt, so daß er in die Gefahr des Zerspringens gerät. Treffen die Elektronen auf die Kittungen

[1]) M. SIEGBAHN, Die Spektroskopie der Röntgenstrahlen. S. 39. Berlin 1924.

oder auf das Dichtungsfett, so werden leicht Dämpfe frei, welche das Vakuum verderben können. Wenn angängig, wird man also eine Konstruktion lieber so ausführen, daß die Bahn der Elektronen quer zur Längsausdehnung der Antikathode verläuft.

Ähnliche Konstruktionen wie die genannten sind von einer Reihe anderer Autoren angegeben worden, z. B. von STINTZING[1]) und von WEVER[2]), ferner von

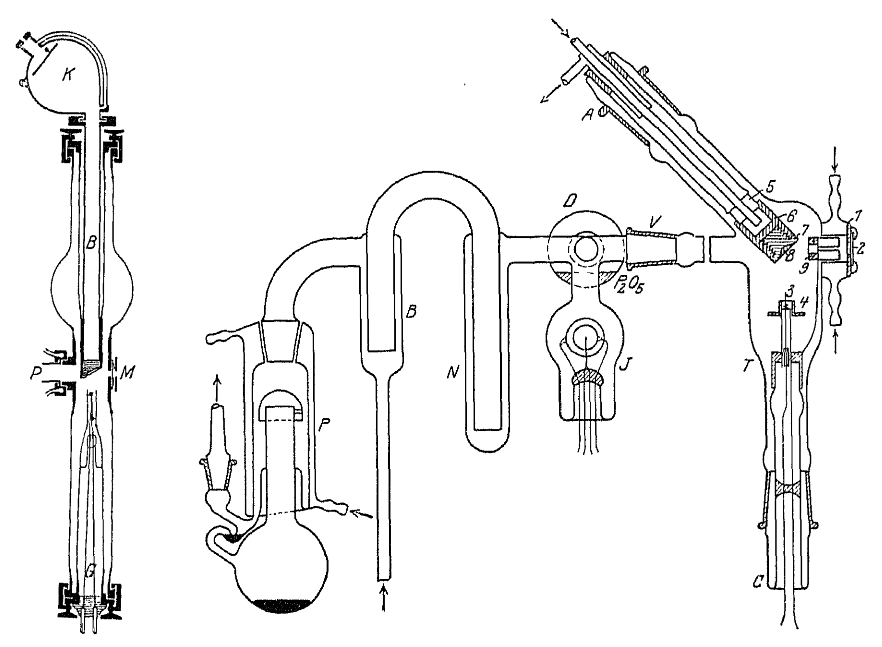


Abb. 17. Philipsröhre.

Abb. 18. Quarzröhre nach DAUVILLIER.

OTT[3]). Die letztgenannte Konstruktion vermeidet jedes Kittmaterial, welches die Aufrechterhaltung eines Hochvakuums beeinträchtigen könnte.

Noch vollkommener ist dies erreicht bei einer auseinandernehmbaren Elektronenröhre der Firma Philips-Eindhoven, welche durch das Seemannlaboratorium, Freiburg i. B. bezogen werden kann. Eine schematische Zeichnung der Philipsröhre stellt Abb. 17 dar. Der Hauptteil der Röhre besteht ganz aus Chromstahl und Glas, welche miteinander verschmolzen sind. Elektroden, Fenster und Pumpleitung werden mit Schraubdichtungen unter Verwendung einer Zinnlegierung als Dichtungsmaterial eingesetzt.

Eine ganz aus Quarzglas hergestellte Röhre in Verbindung mit einer ebenfalls aus Quarzglas hergestellten Langmuirpumpe ist in Abb. 18 zu sehen. Diese von DAUVILLIER beschriebene Anordnung zeigt bei N ein Ausfriergefäß, um den Quecksilberdampf durch Kühlen mit flüssiger Luft aus dem Röntgenrohr fernzuhalten. I ist eine Verstärkerröhre, die zum Messen des Vakuums benutzt wird. Die Konstruktion der Röhre selbst dürfte aus der Zeichnung zu verstehen sein.

21. Schlußbemerkung. Daß beim Arbeiten mit Röntgenröhren, besonders mit Elektronenröhren, die ein sehr hohes Vakuum benötigen, alle Hilfsmittel

[1]) H. STINTZING, ZS. f. phys. Chem. Bd. 107, S. 168. 1923.

[2]) A. WEVER, ZS. f. Phys. Bd. 14, S. 410. 1923.

[3]) G. OTT, Phys. ZS. Bd. 27, S. 598. 1926.

der modernen Pump- und Hochvakuumtechnik von größtem Vorteil und oft unentbehrlich sind, ist fast selbstverständlich. Man tut also gut, nur rasch wirkende Pumpen, am besten die modernen relativ wohlfeilen Quecksilberdampfpumpen, anzuwenden. Die Wichtigkeit des Ausfrierens des Quecksilberdampfes, besonders bei gelöteten Metallröhren, war bereits hervorgehoben. Als Kitt und Dichtungsmaterial ist das bei Zimmertemperatur immer noch etwas plastische Pizein dem spröden Siegellack vorzuziehen. Beim Arbeiten mit Ionenröhren, wo ein bestimmter Gasdruck dauernd aufrechterhalten werden soll, kann man gleichwohl mit Nutzen schnell wirkende Pumpen anwenden, indem man an einer geeigneten Stelle ein nach außen geöffnetes fein regulierbares Ventil anbringt, welches so eingestellt wird, daß fortwährend ebensoviel Luft wieder von außen nachströmt, wie durch die Pumpe abgesogen wird. Eine Reihe praktischer Winke und Kunstgriffe für das Arbeiten mit Röntgenröhren findet man bei H. MARK, Die Verwendung der Röntgenstrahlen in Chemie und Technik. Verlag Barth, Leipzig 1926, mitgeteilt.

Kapitel 11.

Flammen und chemische Prozesse.

Von

H. KONEN, Bonn.

1. Vorbemerkung. Flammen sind naturgemäß die zuerst benutzten Hilfsmittel der Spektroskopie gewesen. An ihnen sind zuerst diskontinuierliche Spektren beobachtet worden, mochte es sich um die Molekülspektra verbrennender Kohlenwasserstoffe oder die Spektra irgendwie eingeführter Salze handeln. Zuerst ist die Alkoholflamme, seit 1857 die Bunsenflamme, später sind in steigendem Maße andere Flammen, z. B. H-O, Leuchtgas-Sauerstoff, Azetylen-Sauerstoff wie auch gespaltene Flammen benutzt worden. Für die technische Verwendung von Flammen sehe man den Abschnitt C dieses Bandes Kap. 13.

2. Allgemeines über Flammen. In der älteren Zeit sind die Emissions- und Absorptionserscheinungen in Flammen ausschließlich unter dem Gesichtspunkt der Temperatur betrachtet worden. Das Auftreten und die Emissionsverteilung z. B. der Alkalispektra wurden erklärt und verstanden aus der Temperaturverteilung in einem entleuchteten Bunsenbrenner. Der nächste Schritt war die Heranziehung der Ionisationserscheinungen. Das Auftreten geladener Träger der Emission und ihre Wanderungen in den Flammengasen wurden als die primäre Ursache der Emission aufgefaßt. Im weiteren Verlaufe zeigte sich jedoch, daß beide Standpunkte sich keineswegs widersprechen. Auf der einen Seite lehrte das Studium gespaltener Flammen die chemischen Gleichgewichte in Zwischengasen (Wassergasgleichgewicht im Innengas) kennen, die stets einer bestimmten Temperatur entsprechen. Andererseits entwickelte sich die Theorie eines aus Elektronengas, Ionen verschiedener Ionisationsstufen und Molekülen gemischten Gases, bei dem die Verteilung der einzelnen Bestandteile ausschließlich durch die Temperatur bedingt ist. Endlich lieferte die Lehre von der Anregungsspannung der verschiedenen Linien die Möglichkeit, die thermische Anregung differentiell zu verstehen. Dennoch liegen die Verhältnisse in den gewöhnlichen Flammen so kompliziert, daß eine systematische Darstellung der Emissionserscheinungen in Flammen etwa vom Standpunkt der SAHA-RUSSELschen Theorie oder eine Darstellung von Einzelheiten vom Standpunkte der Lehre von den Anregungsspannungen zwar in vielen Fällen möglich ist, allein zuviel Hypothetisches enthält und zur Zeit zu umständlich wird. Aus diesem Grunde beschränken wir uns im folgenden darauf, gewisse Eigenschaften der strahlenden Flammengase zu besprechen unter dem ausdrücklichen Vorbehalt, daß zur Deutung im einzelnen die beiden bereits genannten Gesichtspunkte herangezogen werden müssen.

3. Leuchtende Flammen. In älterer Zeit sind allgemein Flammen zu Beleuchtungszwecken verwendet worden (z. B. Gas, Azetylen); als Lichtnormalen

sind sie jetzt noch allgemein eingeführt. Diese Flammen werden in Kap. 13 und 16 eingehend behandelt. Es läßt sich zeigen, daß in jedem Falle Kohlenstoff in fester Form der Träger der kontinuierlichen Emission ist, und daß auch die Intensitätsverteilung der Emission der Kohle entspricht. Durch die Polarisation des an der Flamme reflektierten Lichtes und auf andere Weise läßt sich zeigen, daß es sich um feste Teilchen handelt, über deren Bildung freilich die Meinungen auseinandergehen. Wie HABER[1]) u. a. gezeigt haben, gehen bei der Erhitzung von Kohlenwasserstoffen gleichzeitig Aufbau- und Abbauprozesse vor sich (unter etwa 900° C). Es werden dann gewisse Gruppen aus den Molekülen der verbrannten Substanzen abgespalten, die zur Unterhaltung des Verbrennungsprozesses dienen, während sich die Reste polymerisieren. Es kommt zur Bildung komplexer teeriger Produkte, die als Dampf in der Flamme vorhanden sind und die zuletzt auch den leuchtenden Kohlenstoff liefern. Benutzt man höhere Temperaturen, so sind die Vorgänge noch verwickelter. Die Abspaltung geht alsdann bis zum Wasserstoff, und es findet neben einem Zerfall des Ausgangsmaterials ein Zerfall der einfachsten Glieder der verschiedenen Reihen statt. Man kann sich also ungefähr folgendes Bild von dem Vorgang in Flammen, die mit Azetylen, Methan, Benzol oder ähnlich gespeist werden, machen: Benutzt man gemischte Flammen, also solche, bei denen das verbrennbare Gas schon vorher mit Luft gemengt ist, so tritt in nicht näher festgestellter Weise ein Gleichgewichtszustand ein, der unter unvollständiger Verbrennung eine Art von Wassergas liefert, das dann im Außenkegel vollständig oxydiert wird. Ist die Flamme nicht gemischt, so hängt der Verlauf des Verbrennungsprozesses von der Temperatur ab (gekühlte Flammen, Kühlflächen, indifferente Beimengungen); es erfolgt ein stufenweiser Abbau unter Bildung teerähnlicher Produkte, die in Dampfform abgeschieden werden, ohne daß die Flamme sichtbar leuchtet. Übersteigt die Temperatur eine gewisse Grenze, so geht der Abbau weiter bis zum Kohlenstoff. Im einzelnen ist dieser Vorgang noch nicht vollständig aufgeklärt (man sehe hierzu die angeführte Literatur und Kap. 13). Im folgenden soll nicht weiter von der kontinuierlichen auf der Anwesenheit von Kohlenstoff beruhenden Emission die Rede sein.

4. Temperatur der Flammen. Wenngleich nach dem Ausgeführten die Frage nach der Temperatur der Flammen nicht mehr die Bedeutung hat wie einstmals, und wenn auch eine Behandlung der Temperatur genaue Angaben über die Art und Größe der in Frage stehenden Flammen voraussetzt, wenn endlich die Temperatur in den verschiedenen Teilen einer Flamme sehr verschieden sein kann, so sollen doch wenigstens einige Bemerkungen angefügt werden, die zur Orientierung dienen. Auch hier wird für genauere Einzelheiten auf das Kap. 13 dieses Bandes verwiesen.

Die Frage nach der Temperatur von Flammen hat nur Sinn, sofern sie sich auf die Durchschnittstemperatur bezieht. Diese letztere kann weitgehend beeinflußt werden, z. B. indem man einer Flamme indifferente Gase beimischt oder indem man die Flamme in dünner Schicht gegen eine Metallwand oder wasserüberströmte Fläche brennen läßt oder auch auf andere Weise. Die Messung der Temperaturen ist im wesentlichen auf drei verschiedenen Wegen versucht worden. Zunächst hat man Berechnungen aus thermochemischen Daten ange-

[1]) F. HABER, Experimentaluntersuchungen über Zersetzung und Verbrennung von Kohlenwasserstoffen. Habilitationsschrift (116 S.), Karlsruhe 1896; W. MISTELI, Dissert. Zürich 1904; W. A. BONE, Report on gaseous combustion. Rep. Brit. Ass. Sheffield 1910; man vgl. ferner neuere Lehrbücher der Chemie, z. B. C. ENGLER u. H. v. HÖFER, Das Erdöl, Bd. I u. III, sowie die Bände des Journ. f. Gasbeleuchtg.; O. DAMMER, Handb. d. anorgan. Chem. Bd. IV, S. 323ff. u. a. m.

stellt; ein weiteres Verfahren liefert die direkte Messung mittels Thermoelementen oder Schmelzpunkten von Metallen. Endlich lassen sich optische Methoden angeben, bei denen eines der allgemeinen Strahlungsgesetze zugrunde gelegt wird. Alle drei Methoden haben schließlich zu einigermaßen übereinstimmenden Resultaten geführt. Es ist hier nicht der Ort, die auf verschiedenen Wegen erhaltenen Zahlenangaben zu diskutieren, um so weniger, als, wie bereits hervorgehoben, die Temperatur in den Flammen sich von Punkt zu Punkt stark ändert und von den beigemengten Gasen abhängig ist. Angemerkt sei nur, daß im entleuchteten Bunsenbrenner die Maximaltemperatur in der Nähe von 1800° liegt, in der Wasserstoff-Sauerstoff-Flamme bei 2800°, in der Kohlenoxyd-Sauerstoff-Flamme bei 2600°, in der Azetylen-Sauerstoff-Flamme bei 3800°.

5. Spezielle Flammen. 1. Die Leuchtgasflamme. Sie zeigt nur im Bereiche des Innenkegels das SWANsche Spektrum. Ist der Innenkegel schlecht ausgebildet, so sieht man das SWANsche Spektrum in der ganzen Flamme. In der ganzen Flamme findet man weiter stark das ultraviolette Spektrum des HO^-, besonders im Innenkegel und Außenkegel. Im Ultrarot sind stark die Banden des H_2O und CO_2. Färbt man die Flamme, so sind die erhaltenen Spektra verschieden im Innen-, Außenkegel und Zwischengas. In den beiden letzteren sind die Spektra im wesentlichen auf den sichtbaren Teil beschränkt, während der Innenkegel auch Funkenlinien bis weit ins Ultraviolett liefert. Neben den Hauptlinien der Grundzustände findet man viele Molekülspektra. In gespaltenen Flammen sind die Färbungen in den verschiedenen Teilen verschieden.

2. Wasserstoffflamme. Sie ist bei normalem Druck im Sichtbaren fast lichtlos, zeigt nur im Ultraviolett die HO^--Banden, im Ultrarot die Banden des H_2O. Bei höherem Drucke wird die Flamme leuchtend und zeigt ein kontinuierliches Spektrum. Verdampft man Substanzen in einer Wasserstoffflamme, so stehen ihre Spektra zwischen denjenigen eines Bunsenbrenners und einer Leuchtgas-Sauerstoff-Flamme.

3. Sauerstoffflammen. Durch Einführung von reinem Sauerstoff an Stelle von Luft lassen sich die bereits erwähnten Flammen zu bedeutend höherer Temperatur und Helligkeit bringen. Man nähert sich den Bogenspektren, der Einfluß des Innenkegels tritt zurück. a) Leuchtgasflamme. Sie ist leicht zu handhaben, kann gespalten werden, besitzt einen kleinen Innenkegel, liefert neben einem schwachen kontinuierlichen Spektrum die schon beim Bunsenbrenner erwähnten Spektra und gibt Bogen-, keine Funkenlinien. b) Wasserstoffflamme. Neben der bereits erwähnten Emission gibt die Knallgasflamme ein kontinuierliches Spektrum und intensive Bogenlinien und Bandenspektra der meisten Elemente, z. B. auch des Iridiums. Die Flamme kann nicht gespalten werden. Sie ist vielfach zu spektralanalytischen Zwecken benutzt worden. c) Kohlenoxydflamme. Diese Flamme kann gespalten werden, sie besitzt neben den Spektren des CO_2 und C ein kontinuierliches Spektrum. Die Temperatur liegt noch höher als bei den H-O-Flammen. d) Cyan-Sauerstoff-Flamme. Auch sie kann gespalten werden; neben dem Swanspektrum zeigt sie das Cyanspektrum, ihre Temperatur liegt wohl noch höher als diejenige der Azetylenflamme. e) Azetylenflamme. Sie hat die höchste Temperatur, kann nicht gespalten werden und zeigt das Swanspektrum. Die Temperatur ist am höchsten in einiger Entfernung von der Öffnung des Brenners, liegt bei 3800°; die Spektra eingeführter Stoffe gleichen den Bogenspektren.

4. Nichtsauerstoffflammen. Erwähnt sei hier nur die Cl-H-Flamme. Die Chlor-Wasserstoff-Flamme hat eine Temperatur in der Nähe von 2400°. Im Sichtbaren zeigt sie ein schwaches kontinuierliches Spektrum, im Ultrarot

die Banden des HCl. Neben zahlreichen Verbindungsspektren erhält man linienarme Spektra mancher Metalle. Die Alkalien geben keine Linienspektra.

5. In diesen Zusammenhang gehören auch die Spektra von Explosionen, z. B. von Feuerwerkssätzen. Man erhält Spektra, die der H-O-Flamme ähnlich sind.

6. Einführung von Substanzen in Flammen. Zur Färbung von Flammen sind unzählige Hilfsmittel angegeben worden, von denen hier nur einige erwähnt werden sollen. Das älteste Verfahren ist die Benutzung eines dünnen, an der Spitze zu einer Öse gebogenen Platindrahtes. Statt dieses haben andere Beobachter Quarz- oder Porzellanstäbchen, Quarzfäden, Asbestfäden, Röhren mit einem Docht aus Asbestfäden, Kohlezylinder, Asbestkränze usw. benutzt. Für Dauerfärbungen verwendet man ein rotierendes Netz aus Platingewebe, das auf einer Seite in einen Flüssigkeitstrog taucht. Oder man umgibt die Luftöffnungen des Brenners mit einem ringförmigen Gefäß, in dem eine Salzlösung elektrolysiert wird oder durch dessen Boden Preßluft getrieben wird und so die Flüssigkeit in feine Tröpfchen auflöst. Man kann auch dem Gasstrom oder Luftstrom den Dampf einer Substanz beimengen oder ihn durch ein Gefäß führen, in dem ein elektrischer Bogen oder ein Funke einen feinen Staub der zu prüfenden Substanz erzeugt. Je feiner die Verteilung ist und je weniger die Flamme durch beigemengte Flüssigkeiten oder eingeführte kalte Träger der Probesubstanzen abgekühlt wird, um so intensiver und dauerhafter sind die erzielten Spektra. Für quantitative Versuche sind zahlreiche Anordnungen angegeben worden, die auf der Zerstäubung einer Salzlösung mittels eines Druckluftzerstäubers beruhen. Es muß genügen, auf diese Verfahren hinzuweisen, die der praktischen Spektroskopie angehören[1]).

7. Strahlung der Flammen. Die Kenntnis der Strahlungseigenschaften der Flammen hat neben ihrer optischen gleichzeitig eine erhebliche technische Bedeutung. Denn die bei den Explosionsvorgängen in Motoren oder den Verbrennungsvorgängen bei technischen Prozessen auftretenden Ströme und Volumina erhitzter Gase hängen in ihrem Energieaustausch sehr stark von den Strahlungen ab, die von den genannten technischen Flammen an die Wände der Maschinen oder Öfen abgegeben oder von ihnen aufgenommen werden. Es genügt etwa auf die Aufgaben hinzuweisen, die eine technische Behandlung von Heizungsproblemen stellt. Nun fehlt es trotz mancher Ansätze aus älterer und neuerer Zeit noch an erschöpfenden Untersuchungen[2]). Für eine Reihe elementarer Körper wie Luft, CO_2, H_2O liegen Messungen der Absorption und Emission vor, die sich zum Teil weit ins Ultrarot erstrecken und für die auf die Kapitel über spezielle Spektroskopie verwiesen werden muß. In den Flammengasen, die in der Regel ein Gemisch der genannten und anderer Körper sind, liegen die Bedingungen noch weit komplizierter. Wir beschränken uns hier auf einige Bemerkungen allgemeiner Natur.

Es sind zahlreiche Versuche gemacht worden, einen quantitativen Zusammenhang zwischen der Intensität des Leuchtens gefärbter Flammen und der Menge der etwa als Salzstaub zugefügten Substanzen zu bestimmen. Die technische Schwierigkeit der Konzentrationsmessung, des Einflusses von Beimengungen und der Selbstabsorption in den Flammen bewirkt, daß kein einfacher Zusammenhang zwischen der Gesamthelligkeit, Konzentration und Schichtdicke besteht,

[1]) G. A. HEMSALECH u. CH. DE WATTEVILLE, C. R. Bd. 144, S. 1388. 1907; Bd. 145, S. 1266. 1907 (elektrisch zerstäubte Pulver); E. BECKMANN, ZS. f. Elektrochem. Bd. 5, S. 327. 1899; ZS. f. phys. Chem. Bd. 34, S. 593. 1900; Bd. 35, S. 433. 1900; Bd. 40, S. 465. 1902; E. H. RIESENFELD u. H. WOHLERS, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 5, S. 194. 1907 (quantitative Flammenfärbung).

[2]) Man sehe A. SCHACK, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 530. 1925 u. a. m.

so daß die von GOUY[1]) und ARRHENIUS[2]) aufgestellten Regeln sich bisher nur innerhalb bestimmter Grenzen und unter bestimmten Voraussetzungen haben bestätigen lassen. Die Helligkeit sollte nach GOUY proportional der Wurzel aus der Konzentration sein, während andere, z. B. WIEDEMANN[3]), Proportionalität zwischen Salzgehalt und Helligkeit annahmen. Experimentell finden BECKMANN und WAENTIG[4]) sowie BECKMANN und LINDNER[5]) die GOUYsche Regel bestätigt, ZAHN[6]) die Regel von WIEDEMANN. Rationelle Berechnungen findet man bei LADENBURG und REICHE[7]), W. VOIGT[8]), H. KOHN[9]) u. a. Die hergehörigen Probleme werden in Bd. 20 und 21 weiter erörtert. Der Einfluß der Schichtdicke bei den Flammen zeigt sich in einer starken Zunahme der Helligkeit mit Vermehrung der Schichtdicke. An ungefärbten Flammen hat schon GOUY[10]) Messungen über Absorption gemacht und gefunden, daß der kontinuierliche Grund und die Banden wenig absorbieren und daher nahezu proportional der Schichtdicke wachsen. Die Linienspektra der gefärbten Flammen weisen dagegen starke Absorptionen auf, so daß die Strahlung zweier hintereinandergestellter Flammen nur etwa 1,28 bis 1,47mal intensiver ist als die einer einzigen. Viel größer sind die Absorptionswerte, die ROSSETTI[11]), R. v. HELMHOLTZ[12]) und PASCHEN[13]) gefunden haben und aus denen folgt, daß schon relativ geringe Dicken von Flammen genügen, um innerhalb von Emissionsbanden die Flammenschicht als schwarzen Körper erscheinen zu lassen. Namentlich der Bunsenbrenner ist vielfach untersucht worden. So fand H. SCHMIDT[14]), daß außerhalb der Emissionsbanden von CO_2 des Bunsenbrenners die Absorption kleiner als 1% sei, während sie in den Absorptionsbanden bis 18% anwächst. Zwei Brenner in Serie absorbieren 32%. Ähnliche Resultate erhält BAUER[15]). BUCHWALD[16]) realisiert geradezu die Strahlung des schwarzen Körpers mittels der CO_2-Strahlung eines Bunsenbrenners. In der CO_2-Bande liefern schon 32 Brenner der benutzten Form schwarze CO_2-Strahlung, während die H_2O-Bande bei 2,8 μ erst bis auf 1% schwarz, d. h. maximal strahlen würde, wenn man eine Schicht von 156 Brennern benutzt. Wiederum für die CO_2-Bande finden auch LUMMER und REICHE[17]), daß bereits eine 40 cm dicke Schicht eines Bunsenbrenners wie ein schwarzer Körper strahlt, d. h. dem LAMBERTschen Gesetze folgt.

Verwendet man mit Metallsalzen gefärbte Flammen, so tritt das verschiedene Verhalten der einzelnen Linien noch stärker hervor. Doch beweisen hier die zahlreichen Versuche, sei es aus den Umkehrtemperaturen der Linien bei Beobachtung gegen das Spektrum eines schwarzen Körpers als Hintergrund, sei es aus der Messung des Verhältnisses der Emission zur Absorption unter Be-

[1]) A. GOUY, Ann. chim. phys. (5) Bd. 18, S. 5. 1879.
[2]) Sv. ARRHENIUS, Wied. Ann. Bd. 42, S. 18. 1891.
[3]) E. WIEDEMANN, Wied. Ann. Bd. 37, S. 177. 1889.
[4]) E. BECKMANN u. P. WAENTIG, ZS. f. phys. Chem. Bd. 65, S. 385. 1909.
[5]) E. BECKMANN u. H. LINDNER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 82, S. 641. 1913.
[6]) H. ZAHN, Ber. Phys. Ges. Bd. 15, S. 1203. 1913.
[7]) R. LADENBURG u. F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 181. 1913; Ber. Phys. Ges Bd. 15, S. 1. 1913; C. R. Bd. 157, S. 279. 1913 u. a. m.
[8]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) Bd. 39, S. 1381. 1912; Phys. ZS. Bd. 14, S. 377. 1913.
[9]) H. KOHN, Phys. ZS. Bd. 15, S. 98. 1914.
[10]) A. GOUY, C. R. Bd. 86, S. 878. 1878; Ann. chim. phys. (5) Bd. 18, S. 5. 1879.
[11]) F. ROSSETTI, C. R. Bd. 89, S. 781. 1879; Ann. chim. phys. (5) Bd. 18, S. 457. 1879.
[12]) R. v. HELMHOLTZ, Die Licht- und Wärmestrahlung verbrennender Gase. Berlin bei Simion 1890.
[13]) F. PASCHEN, Wied. Ann. Bd. 51, S. 9. 1894; Bd. 52, S. 209. 1894.
[14]) H. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) Bd. 29, S. 971. 1909.
[15]) E. BAUER, Thèse, Paris 1912.
[16]) H. BUCHWALD, Ann. d. Phys. (4) Bd. 33, S. 928. 1910.
[17]) O. LUMMER u. F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) Bd. 33, S. 857. 1910.

nutzung des KIRCHHOFFschen Gesetzes die Flammentemperatur zu ermitteln [1, 2, 3, 4, 5]), daß jedenfalls im Durchschnitt und außerhalb der Explosionszonen (z. B. des Innenkegels) die auf dem angegebenen Wege erhaltenen Zahlen mit den direkt gemessenen in guter Übereinstimmung stehen, so daß angenommen werden kann, daß auch die Emission gefärbter Flammen thermisch bedingt ist und bis zu einer gewissen Grenze auf thermodynamischem Wege berechnet werden kann.

Auch die von DAVID[6]) u. a.[7]) an Explosionsgasen unmittelbar nach der Explosion oder später gemachten Messungen der Absorption und Emission der Gase und die darauf bezüglichen Berechnungen stimmen am besten zu der geschilderten thermischen Behandlung.

Im ganzen liefert daher die SAHA[8])-RUSSELsche[9]) Behandlungsweise zur Zeit die beste Übersicht über das Verhalten der einzelnen Spektralteile der Emission von Flammen und erhitzten Gasen. Hierdurch erübrigt sich auch an dieser Stelle ein Eingehen auf die komplizierten Ionisationsvorgänge in Flammen, die ihrerseits durch das thermische Gleichgewicht bedingt erscheinen.

Allerdings muß die eigentliche Explosionszone ausgenommen werden. Wie schon früher bemerkt, ist schon von HEMSALECH und DE WATTEVILLE[10]) das Auftreten von Funkenspektren im Innenkegel von Flammen nachgewiesen worden, und auch BAUER[5]) u. a. haben gezeigt, daß gerade im Innenkegel[11]) auf optischem Wege die Temperatur weit höher gefunden wird. Hierzu passen die Lumineszenzvorgänge, die man wiederholt bei chemischen Reaktionen gefunden hat, die scheinbar ohne Temperatursteigerung verlaufen[12]). Doch widersprechen solche Beobachtungen nicht den obengemachten Ausführungen, da diese sich nur auf Gleichgewichte oder Quasigleichgewichte in relativ größeren Gasvolumen beziehen[13]).

---

[1]) CH. FÉRY, C. R. Bd. 137, S. 909. 1903.

[2]) F. KURLBAUM u. G. SCHULZE, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 4, S. 234. 1906.

[3]) H. KOHN, Phys. ZS. Bd. 15, S. 98. 1914; Dissert. Breslau 1913; Ann. d. Phys. (4) Bd. 44, S. 749. 1914.

[4]) R. LADENBURG u. F. REICHE, Ann. d. Phys. (4) Bd. 42, S. 181. 1913.

[5]) E. BAUER, These, Paris 1912.

[6]) W. T. DAVID, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 85, S. 537. 1911; Phil. Trans. (A) Bd. 211, S. 275. 1911.

[7]) Siehe z. B. B. HOPKINSON, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 84, S. 155. 1910, sowie die Schriften von HABER, HARTLEY, NERNST, LE CHATELIER u. MALLARD.

[8]) M. N. SAHA, Phil. Mag. (6) Bd. 40, S. 472, 809. 1920; (7) Bd. 3, S. 1265. 1927; Journ. Ind. Chem. Soc. Bd. 2, S. 49. 1925; Phil. Mag. (6) Bd. 41, S. 267. 1921.

[9]) H. N. RUSSELL, Astrophys. Journ. Bd. 55, S. 354—359, 119. 1922.

[10]) G. HEMSALECH u. CH. DE WATTEVILLE, C. R. Bd. 146, S. 1389. 1908; Bd. 149, S. 1369. 1909; Bd. 150, S. 329. 1910.

[11]) Man sehe auch F. HABER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 68, S. 729. 1910; F. HILLER, ebenda Bd. 81, S. 391. 1912; F. EPSTEIN u. P. KRASSA, ebenda Bd. 71, S. 28. 1910, u. a. m.

[12]) Siehe z. B. F. HABER u. W. ZISCH, ZS. f. Phys. Bd. 9, S. 302. 1922.

[13]) In den Literaturangaben wie im Texte sind mit Absicht die Arbeiten über den Zusammenhang zwischen Dissoziation in Flammen und Leitfähigkeit, insbesondere auch die Arbeiten von LENARD, BECKER, G. C. SCHMIDT, FREDENHAGEN, REIS usw. nicht erwähnt, weil der Schwerpunkt in ihnen nach der Seite der Fragen der Elektrizitätsleitung in Gasen liegt und weil hier nicht der Ort ist, auf die Zusammenhänge zwischen der Atomtheorie und der Lichttheorie einzugehen. Hierfür muß auf die Bände 20 und 21 verwiesen werden. Ebenso sind aus der sehr großen Zahl der Einzelarbeiten über die Emission von erhitzten Dämpfen und Gasen hier nur einige Proben angeführt. Man sehe auch die Bemerkung S. 259 dieses Bandes.

B. Lichttechnik.

Kapitel 12.

Allgemeines. Geschichtliches.

Von

E. Lax und M. Pirani, Berlin.

a) Lichttechnische Begriffe und Einheiten.

1. Tabellarische Zusammenstellung der photometrischen Grundbegriffe. Die für Lichtquellen (Lampen) und Beleuchtung charakteristischen photometrischen Grundgrößen und Einheiten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt nach dem Entwurfe der „Kommission für Lichttechnik des Verbandes Deutscher Elektrotechniker“ und der „Kommission für Bewertung und Messung von Lichtquellen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft[1])“.

Tabelle 1[2]).

Größe		Einheit	
Name	Zeichen	Name	Zeichen
1. Lichtmenge	Q	Lumenstunde	Lmh
2. Lichtstrom	$\Phi = \frac{Q}{T}$	Lumen	Lm
3. Lichtstärke	$J = \frac{\Phi}{\omega}$	Hefnerkerze	HK
4. Beleuchtungsstärke . .	$E = \frac{\Phi}{F} = \frac{J}{r^2} \cos i$	Lux	Lx[3])
5. Leuchtdichte (Flächenhelle)	$e = \frac{J\varepsilon}{f \cdot \cos \varepsilon}$	Hefnerkerze für den Quadratzentimeter (neuerdings Stilb genannt)	HK/cm^2 resp. Sb

[1]) Eine Gegenüberstellung von Energiegrößen und abgeleiteten Lichtgrößen findet sich z. B. in dem Berichte über Spektralphotometrie. Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 10, S. 169. 1925.

[2]) Während der Drucklegung erschien eine neue Zusammenstellung der Kommission für Einheiten und Bezeichnungen (Deutsche Beleuchtungst. Ges.), auf die hingewiesen sei: Licht und Lampe 1927, Heft 23, S. 767.

[3]) Außer auf 1 m^2 wird die Beleuchtungsstärke auch auf 1 cm^2 bezogen. Diese Größe $\frac{1\,\text{Lm}}{\text{cm}^2}$ wird 1 Phot genannt. 1 Lux = 0,0001 Phot; die praktische Einheit ist das Milliphot.

Hierin bedeuten:
T die Zeit in Stunden,
ω den Raumwinkel = dem Verhältnis eines Stückes der Kugeloberfläche zum Quadrat ihres Halbmessers,
F eine Fläche in m^2,
f eine Fläche in cm^2,
r eine Länge (Entfernung) in m,
i den Einfallswinkel (Inzidenzwinkel),
ε den Ausstrahlungswinkel (Emissionswinkel).

Bei Vergleichen mit ausländischen Einheiten sind Lumen und Lux als Hefnerlumen und Hefnerlux genauer zu kennzeichnen.

2. Erläuterungen und Beziehungen der Größen untereinander. Durch Angabe der Lichtmenge wird die Strahlungsenergie nach ihrer physiologischen Wirkung auf das Auge beurteilt.

Der Lichtstrom hat die Dimension einer Leistung. Man mißt ihn durch den Vergleich der Helligkeit ebener Flächen.

Das Maß, welches dazu dient, die in verschiedenen Richtungen in den gleichen kleinen Raumwinkel ausgestrahlten Lichtströme miteinander zu vergleichen, ist die Lichtstärke (Einheit: Hefnerkerze). Zahlenmäßig wird sie gleich dem Lichtstrom, der im Raumwinkel 1 ausgesandt wird, gesetzt, oder anders ausgedrückt, gleich der Lichtstromdichte, die auf der Flächeneinheit der Kugel mit dem Radius 1 gemessen wird.

Die Leuchtdichte HK/cm^2 gibt die Intensität der von der Einheit der „gesehenen Fläche" ausgesandten Strahlung an. Die „gesehene Fläche" ist die Projektion der strahlenden Fläche auf die senkrecht zur Blickrichtung stehende Ebene. Die Leuchtdichte für ebene Oberflächen selbststrahlender Körper hat sich als abhängig vom Winkel zwischen Blickrichtung und Flächennormale erwiesen (vgl. Kap. 2, Ziff. 3).

Die Beleuchtungsstärke Lm/m^2 ist die Lichtstromdichte, auf 1 m^2 der Auffangfläche bezogen. Da der Lichtstrom im allgemeinen teilweise gerichtet ist, so ist die Beleuchtungsstärke von der Lage der Fläche (Winkel zwischen Flächennormale und Lichtstromrichtung) abhängig.

Eine Krümmung der Auffangfläche wird bei der Berechnung der Flächengröße nicht berücksichtigt, da es nur auf die „gesehene Fläche" ankommt.

Bei Raumbeleuchtung hat man zur Kennzeichnung der Beleuchtungsstärke eine Normalbezugsfläche festgesetzt, und zwar die in 1 m Abstand vom Fußboden gelegte Horizontalebene.

Außer der Leuchtdichte HK/cm^2 ist bei leuchtenden Flächen, sowohl bei Erstlichtquellen als bei Zweitlichtquellen (unter Zweitlichtquellen seien alle durch Reflexion oder Zerstreuung von Lichtströmen leuchtenden Körper zusammengefaßt) zur Kennzeichnung der Gesamtlichtstrahlung die Angabe der Lichtstromdichte Lm/cm^2 erwünscht, denn nur für eine selbststrahlende Idealfläche (Kosinusgesetz gültig) ist die Leuchtdichte von der Beobachtungsrichtung völlig unabhängig. Um die Lichtstromdichte zu errechnen, ist eine Festsetzung über die Art der Flächengrößenberechnung nötig. Zum Beispiel ist bei Lampen mit wendelförmigem Leuchtkörper die Flächenform äußerst kompliziert. Von der Gesamtoberfläche des Drahtes sind Teile abgedeckt, deren Größe sich je nach der Beobachtungsrichtung ändert. Es ist deshalb für solche Zwecke praktisch als Oberfläche die Größe der Raumwinkelprojektion der Oberfläche zu nehmen.

Diese Raumwinkelprojektion wird aus der Größe der senkrechten Projektionen aus verschiedenen Winkeln nach den gleichen Verfahren gewonnen

wie die mittlere räumliche Lichtstärke bzw. der Lichtstrom aus der Messung der Lichtstärke in verschiedenen Richtungen (s. Abschnitt Photometrie)[1].

Für Körper, deren Strahlung dem Kosinusgesetz folgt und deren Oberflächenformen zu keinerlei gegenseitiger Bestrahlung einzelner Flächenstücke Veranlassung geben (z. B. Kugel, Zylinder, ebene Flächen), ist der Zahlenwert der Lichtstromdichte, auf die Oberfläche bezogen, gleich dem mit π multiplizierten Werte der Leuchtdichte[2]). Bezieht man die Lichtstromdichte auf die Raumwinkelprojektion, so sind Lichtstromdichte und Leuchtdichte zahlenmäßig gleich, solange das Kosinusgesetz gilt. Bei Abweichungen vom Kosinusgesetz würde der Unterschied der Zahlenwerte der Leuchtdichte in senkrechter Richtung und der Lichtstromdichte für eine ebene Fläche ein Maß für die Gesamtabweichung vom Kosinusgesetz sein.

Die Leuchtdichte unselbständig leuchtender Flächen ist von der Form der Flächen, vom Reflexionsvermögen und der Beschaffenheit des einfallenden Lichtstromes abhängig. Je nach der Energieverteilung in dem beleuchtenden Lichtstrom variiert bei farbigen unselbständig leuchtenden Flächen das Verhältnis Leuchtdichte zu Beleuchtungsstärke.

Um die Lichtstromdichte je nach der Flächenberechnung zu unterscheiden (Raumwinkelprojektion oder Flächengröße), ist es vielleicht zweckmäßig, dem Zeichen $\frac{\text{Lm}}{\text{cm}^2}$ ein Merkmal beizugeben, etwa $\frac{\text{Lm}}{\bigcirc\,\text{cm}^2}$ für die Leuchtdichte auf die Raumwinkelprojektion bezogen, $\frac{\text{Lm}}{\perp\,\text{cm}^2}$ für die Leuchtdichte, die auf die Oberfläche bezogen ist, zu setzen.

Bei der Begriffsbildung sind endliche Größen definiert. Ändert sich die Strahlung, so rechnet man in der Lichttechnik innerhalb kleiner Bereiche mit Mittelwerten.

3. Numerische Beziehungen der einzelnen Angaben. Die Angaben der Lichtstärke erfolgen in HK (Hefnerkerzen). Im Ausland wird die Lichtstärke vielfach in sog. ‚internationaler Kerze' = I.C.P. (International candle power) gemessen (1 HK = 0,901 I.C.P.)[3]).

Mit HK_{max} wird die Lichtstärke in der Richtung größter Ausstrahlung bezeichnet, mit HK_h der Mittelwert der Lichtstärke über alle Strahlungsrichtungen senkrecht zum Leuchtsystem. $\text{HK}_\bigcirc$ bezieht sich auf den Mittelwert der in allen Richtungen gemessenen Lichtstärken $\left(\frac{\text{Lm}}{4\pi}\right)$. Für zylinderförmige Leucht-

Tabelle 2. Beziehung zwischen den in Deutschland und Mitteleuropa benutzten lichttechnischen Einheiten und den sogenannten Internationalen Einheiten für zylindrische Wolframleuchtkörper.

Gegebene Größe	Umrechnungsfaktoren auf:					
	HK_h	HK_o[4])	$(\text{I.C.P})_h$	$(\text{I.C.P})_o$	HLm	I.C.P.Lm
HK_h	1	0,80	0,901	0,72	10,05	9,06
HK_o	1,25	1	1,126	0,901	12,57	11,32
$(\text{I.C.P.})_h$ . .	1,11	0,888	1	0,8	11,16	10,05
$(\text{I.C.P})_o$ . . .	1,39	1,11	1,25	1	13,95	12,57
HLm	0,0995	0,0796	0,0896	0,0717	1	0,901
I.C.P.Lm . .	0,1104	0,0883	0,0995	0,0796	1,11	1

[1]) Vgl. z. B. A. S. Weaver, Trans. Ill. Eng. Soc. Bd. 22, S. 547. 1927.

[2]) Diese Lichtstromdichte in I.C.P.Lm wird in Amerika Lambert genannt.

$$1 \text{ Lambert} = \frac{1,11}{\pi} \text{ HK/cm}^2.$$

[3]) Dieser Umrechnungsfaktor ist nur für Temperaturen unterhalb 2000° abs. gültig. Siehe Kap. 1, Ziff. 24, Anmerkg. 2.

[4]) Die Werte 0,8 usw. sind für Wolfram 2% größer als $\frac{\pi}{4}$ wegen der Abweichung vom Lambertschen Kosinusgesetz.

körper, deren Strahlung das Kosinusgesetz befolgt, und für die der Radius klein gegen die Länge ist, ist $HK_\perp = HK_h$, $HK_\bigcirc = \frac{\pi}{4} HK_h$, für kugelförmige Leuchtkörper ist $HK_h = HK_\perp = HK_\bigcirc$. Eine Umrechnungstabelle für die verschiedenen Größen für zylindrische Glühkörper aus Wolfram zugleich mit Einbeziehung der Umrechnung auf die „Internationale" Kerze ist in Tabelle 2 gegeben.

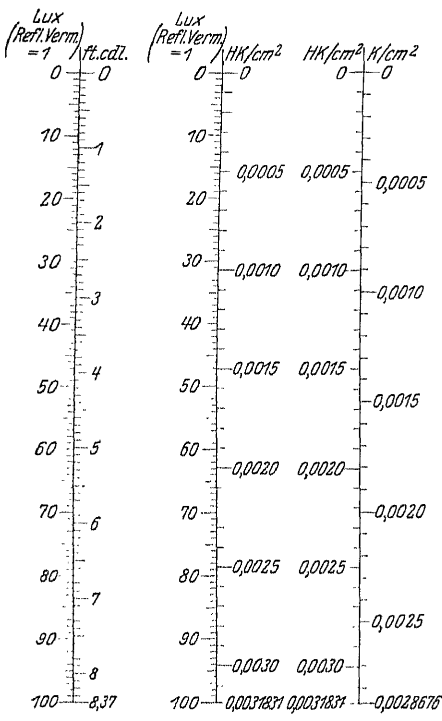


Abb. 1. Umrechnungsskalen von HLux auf Footcandle, von HLux auf Leuchtdichte HK/cm² (unter Voraussetzung eines Albedos von 1) und HK/cm² auf I.C.P./cm² (K/cm²).

Die Beziehungen zwischen Beleuchtungsstärke und Leuchtdichte bei Flächen von einem Reflexionsvermögen = 1 und die Umrechnung auf internationale Einheiten sind in Doppelskala Abb. 1 gegeben.

4. Zusammenstellung der für die Lichtabgabe wichtigen Größen. Eine Zusammenstellung der zur Charakterisierung der Strahlung in der Lichttechnik gebrauchten Begriffe ist im folgenden gegeben (vgl. Kap. 1, Ziff. 24).

1. Optischer Nutzeffekt. Anteil der auf das Sichtbare entfallenden Strahlungsenergie dividiert durch die Gesamtstrahlung

$$\frac{\int_{4{,}0\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}}^{7\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}} E_\lambda\, d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda\, d\lambda}.$$

2. Visueller Nutzeffekt der Gesamtstrahlung. Verhältnis des auf das sichtbare Gebiet entfallenden, nach der Lichtwirkung beurteilten Teiles der Strahlung zur Gesamtstrahlung

$$\frac{\int_{4\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}}^{7\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}} A_\lambda E_\lambda\, d\lambda}{\int_0^\infty E_\lambda\, d\lambda}.$$

Bezieht man den visuellen Nutzeffekt der Gesamtstrahlung nicht nur auf die als Strahlung abgegebene Leistung, sondern auf die gesamte Leistungsaufnahme (inkl. technischer Verluste durch Wärmeableitungen, Beruhigungswiderstände usw.), so gibt der Wert ein Maß für die Lichtausbeute; durch Multiplikation mit 689,6 (reziproker Wert des mechanischen Lichtäquivalentes in Watt pro Lumen) erhält man die Lichtausbeute in den üblichen Maßeinheiten Lm/Watt.

3. Visueller Nutzeffekt der sichtbaren Strahlung. Verhältnis der nach der Lichtwirkung beurteilten Strahlung im Sichtbaren zu der auf dieses Gebiet entfallenden Strahlung

$$\frac{\int_{4\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}}^{7\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}} A_\lambda E_\lambda\, d\lambda}{\int_{\lambda = 4\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}}^{\lambda = 7\cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm}} E_\lambda\, d\lambda}.$$

4. Als Leuchtgüte wird das Verhältnis der Lichtausbeute der Lichtquelle zu der des schwarzen Körpers bezeichnet (Kap. 2, Ziff. 10).

b) Die lichterregenden Vorgänge.

5. Zusammenstellung der in der Lichttechnik nutzbar gemachten lichterregenden Vorgänge. Von den in den vorigen Kapiteln behandelten lichterregenden Vorgängen werden für lichttechnische Zwecke bisher nur die in der folgenden Tabelle aufgezählten benutzt:

Vorgang:	Lampenart:
Temperaturstrahlung	1. Leuchtende Kohlenstofflammen, 2. Glühlicht, 3. Elektrische Glühlampen, 4. Elektrodenbogenlampen.
Elektrische Gasentladung . . .	1. Leuchten der positiven Säule (Moorelicht, Neonbogenlampen, Dampfbogenlampen), 2. Leuchten des negativen Glimmlichtes (Neonglimmlampen).
Elektrische Gasentladung und Temperaturstrahlung . . .	1. Leuchten von Elektroden und vorgelagertem Dampf (Flammenbogenlampen).
Fluoreszenz	1. Schirme mit Rhodamin in Hg-Dampflampen. Schirme mit Zinksulfid in Moorelichtröhren[1]. Uranylkaliumsulfatschirme in Stickstoffglimmentladungsröhren.

6. Hinweis auf weitere lichterzeugende Vorgänge. Biochemisches Leuchten. Radioaktive Leuchtfarben. Ein vom lichtökonomischen Standpunkt interessantes Leuchten ist bei den vielen Arten der Leuchtbakterien und bei den mit Leuchtorganen versehenen Insekten und Fischen vorhanden. Das ausgesandte Leuchten ist mehr oder weniger um das Reizmaximum des Auges konzentriert und so äußerst ökonomisch[2]. So ist z. B. für die Feuerfliege (Photinus pyralis) der visuelle Nutzeffekt nach Angaben von NUTTING und COBLENTZ zu 0,8 bis 0,9, die Lichtstärke zu etwa 0,0083 HK, die Leuchtdichte zu ca. $5 \cdot 10^{-3}$ HK/cm^2 bestimmt worden. Der Vorgang, bei dem das Leuchten auftritt, besteht in der Addition von Sauerstoff in einem Gemenge proteinähnlicher Körper, des sog. Luziferin. Als beschleunigender Katalysator wirkt dabei ein Enzym, die sog. Luziferase. Man kann das Leuchten auch im Reagensglas mit den durch Extraktion gewonnenen Produkten hervorrufen. Durch naszierenden Wasserstoff wird das gebildete Oxyluziferin zu Luziferin zurückgebildet.

Die Leuchtfarben bestehen aus Gemengen von radioaktiven Stoffen (Radium, Mesothor, Radiothor) und lumineszenzfähiger Träger (Zinksulfid mit ca. 10^{-2}% Kupfer). Die erzielten Leuchtdichten sind ca. 10^{-6} HK/cm^2[3].

c) Historische Entwicklung der Lichtquellen.

7. Grundbedingungen für die Lichttechnik. Die ersten Anfänge künstlicher Beleuchtung mit festen und flüssigen Brennstoffen bieten heute kein Interesse mehr. Fortschritte auf lichttechnischem Gebiete stellten sich erst ein,

[1]) F. SCHRÖTER, ZS. f. techn. Phys. Bd. 4, S. 1 u. 162. 1923.

[2]) Vgl. E. N. HARVEY, The Nature of Animal Light, Philadelphia 1920 u. W. W. COBLENTZ u. C. W. HUGHES: Spectral Energy Distribution of the Light Emitted by Plants and Animals. Scient. Pap. Bur. of Stand. Bd. 21, Nr. 538. 1926.

[3]) Nach mündlichen Angaben von J. D'ANS wird bei Zinksulfid die Energie der α-Strahlen zu ca. 80% in Licht (Wellenlänge ca. $5{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm) umgewandelt. (Veröffentlichung mit genauen Angaben ist in Vorbereitung).

als einerseits die Erfindung des Leuchtgases (Ende des 18. Jahrhunderts), andererseits für die elektrische Beleuchtung die Erfindung der Dynamomaschinen (letztes Drittel des 19. Jahrhunderts) bequem zugängliche und billige Energiequellen schufen.

8. Flammen mit leuchtendem Kohlenstoff. Wesentlich zur Entwicklung von transportablen Lampen trug die Einführung des Hohldochtbrenners und des gläsernen Zylinders für die Öllampe (1789 ARGAND) und die Verbindung von einem größeren Vorratsbehälter mit der Lampe bei (Ölbehälter im Lampenfuß 1800). Stearin wurde 1820 von CHEVREUL, Paraffin 1830 von REICHENBACH entdeckt. Bei der ersten Gasbeleuchtung (1783 J. P. MINKELERS, 1785 PIKEL, 1791 W. MURDOCH) wurden Einlochbrenner benutzt. Es folgten dann Mehrlochbrenner, der ringförmige Argandbrenner, der Schnittbrenner, der Fischschwanzbrenner (1830), der noch heute bei Azetylenlampen gebraucht wird. Der letzte Fortschritt auf dem Gebiete selbstleuchtender Flammen war die Regenerativlampe (in den 80er Jahren SIEMENS und WENHAM).

9. Glühlicht. Die Bedeutung leuchtender Flammen schwand mit der Erfindung des Glühlichtes. Schon früher hatte man erkannt, daß selbstleuchtende Flammen nicht die beste Ausnutzung der Verbrennungsenergie zur Lichterzeugung sind, daß durch Erhitzung fester Körper in der Flamme eine Vermehrung des Lichtes erzielt wird. Ansätze zur Ausbildung solcher Lampen waren im DRUMMONDschen Kalklicht (1820, Erhitzung von CaO in Knallgasflamme), im GILLARDschen Platinlicht (1846, Pt in Wassergasflamme), im CLAMONDschen Magnesialicht (1881) und im FAHNEHJELMschen Magnesiakammlicht (1883) vorhanden. Aber erst im Anschluß an die Entdeckung der günstigen Strahlungseigenschaften der Oxyde der seltenen Erden von AUER V. WELSBACH wurde eine wesentlich bessere Lichtausbeute erzielt (Auerstrumpf).

Der Gasbrenner für den Auerstrumpf wurde nach dem Prinzip der Bunsenbrenner ausgebildet (PINTSCH). 1892 wurde das Gasglühlicht zuerst in Deutschland eingeführt. In der nächsten Zeit wurden viele Verbesserungen an Innen- und Außenluftzuführungen angebracht. Mit Einführung des Preßgaslichtes (1900) wurde die Flammentemperatur erhöht und damit die Lichtausbeute gesteigert. Das hängende Gasglühlicht bedeutet einen weiteren Fortschritt (Hängelampe für Preßgaslicht und 1910 die Niederdruckstarklichtlampe).

Auch für flüssige und andere gasförmige Brennstoffe ließ sich bei geeigneter Brennerkonstruktion der Glühstrumpf verwerten. Es entstanden z. B. Lampen für das Druckpetroleumglühlicht und Azetylenglühlicht und das noch jetzt viel gebrauchte Spiritusglühlicht (1895), für das auch Hängelichtbrenner konstruiert sind.

10. Elektroden- und Flammenbogenlampen. Die ersten Ansätze zur Ausnutzung elektrischer Energie zur Lichterzeugung gehen auf die Beobachtungen DAVYS über die Lichtbogenbildung beim Öffnen von Stromkreisen zurück. An Hand dieser Beobachtungen versuchte er bereits in den Jahren 1800 bis 1810, den Lichtbogen zur Lichterzeugung zu verwenden. Untersuchungen über die Entstehung des Bogens wurden von DAVY, NICHOLSON, RITTER, PFAFF, CURTET, SMIRNOFF usw. ausgeführt. Von den Untersuchungen über die Schaffung eines brauchbaren Elektrodenmaterials sind vor allem die von GROVE zu erwähnen, weiter die von REISELT und SCHMIDT und CASSELMANN über den Einfluß, den ein Tränken der Kohle mit kohlenstoffhaltigen Lösungen und später mit Salzlösungen auf Verlängerung des Lichtbogens und auf Färbung der Flamme hat. Dieses sind die Vorläufer der Flammenbogenlampen. Weiter wurden Versuche zur Verminderung des Abbrandes der Elektroden unternommen, indem der Luftzutritt vermindert wurde (Einschließen des Lichtbogens, DAVY, GROVE 1840/41,

BOUSSINGAULT 1845, DE LA RIVE 1845, DESPRETZ 1849). Die eigentliche Gebrauchsfähigkeit und Betriebssicherheit der Bogenlampen ist an die Erfindung der Differentiallampe von HEFNER-ALTENECK (1879) geknüpft. Durch diese Lampe wurde die 1876 bekanntgewordene Jablochkowkerze, eine Bogenlampe mit parallel nebeneinanderstehenden, durch Isoliermaterial getrennten Elektroden, verdrängt. In demselben Jahre (1879) brachten auch Gebr. Siemens die Dochtkohle heraus, durch die der Lichtbogen ruhiger gehalten werden kann. Die Fortsetzung der Versuche über den eingeschlossenen Lichtbogen (STREETS u. a. 1886) führten 1893 zur Konstruktion der Dauerbrandlampe von JANDUS. Mit der Flammenbogenlampe (BREMER 1899) war ein weiterer wichtiger Schritt getan.

Es wurden in der Folgezeit die Regelwerke durchgebildet und das Elektrodenmaterial verbessert. 1910 wurde ein weiterer Fortschritt dadurch erzielt, daß es gelang, auch Effektkohlen unter verminderter Luftzufuhr zu brennen, also die beiden getrennten Prinzipien (Dauerbrandlampe und Flammenbogenlampe) zur Dauerbrandflammenbogenlampe zu vereinigen (JANDUS, CARBONE). Einen gewissen Abschluß fand diese Entwicklung in der Diacarbonelampe (Körting & Matthiesen 1925), deren Kohlen eine Brenndauer von rund 120 Stunden haben.

Interessante Versuche, die Lichtausbeute der Bogenlampe durch Temperatursteigerung, Brennen unter Druck, zu erhöhen, wurden von LUMMER und MATTHIESEN 1914 vorgenommen. In der Technik fanden diese wissenschaftlichen Ergebnisse infolge Schwierigkeiten der Herstellung von Drucklampen keine Anwendung. Einen bedeutenden Fortschritt in der Steigerung der Lichtausbeute brachte die Becklampe (1910), eine Bogenlampe mit überlasteten Effektkohlen, an deren Weiterbildung vor allen Dingen GEHLHOFF (1918) beteiligt ist.

Neben der Kohle wurden als Elektrodenmaterial erfolgreich Magnetit und Titankarbid (STEINMETZ 1904) verwandt, daneben in den letzten Jahren Wolfram. Der Lichtbogen der in Glühlampenform hergestellten Wolframbogenlampe befindet sich in einer indifferenten Gasatmosphäre (Osram-Ges., Berlin, Ediswan-Co. in London).

11. Gasentladungslampen. Die Benutzung von elektrisch angeregten Gasen und Dämpfen als Lichtquellen eröffnete Ende des 19. Jahrhunderts ein neues Gebiet.

Das Prinzip der Quecksilberbogenlampen geht auf ARONS Versuche (1892 und 1896) zurück, technisch durchgebildet wurden sie von COOPER HEWITT. Die Ausnutzung der starken ultravioletten Strahlung des Hg-Bogens wurde durch Anwendung von Quarz als Hülle nach KÜCH (1906) möglich, zugleich stieg die Lichtausbeute infolge der Anwendbarkeit höherer Betriebstemperaturen.

Der Lichtbogen in Edelgasen wurde gleichfalls als Lichtquelle ausgenutzt (Neonbogenlampe, RAMSAY 1909, CLAUDE 1910, SKAUPY, 1912).

Das Licht der positiven Säule bei der Gasentladung nutzen in Anlehnung an die GEISSLERschen Entladungsröhren als Lichtquelle das sog. Moorelicht (1904, Kohlensäure oder Stickstoff) und die Neonleuchtröhren (1911) aus.

Das kathodische Glimmlicht wird in den sog. Glimmlampen ausgenutzt. Von ihnen sind die mit Neonfüllung für viele Zwecke, wo eine nur geringe Beleuchtungsstärke genügt, in Gebrauch.

12. Glühlampe. Da die Lichtausbeute der Temperaturstrahler stark mit steigender Temperatur anwächst, ist die Richtung der Entwicklung der Glühlampe durch den Übergang zu höher erhitzbaren Materialien gekennzeichnet. Schon in die Jahre 1840 bis 1860 fallen primitive Versuche von GROVE, DE MOLLEYN, PETRIE, elektrische Glühlampen mit Platin oder Iridium als Leuchtkörper herzustellen.

Die ersten brauchbaren Lampen (Kohlefadenlampen) wurden von GÖBEL im Jahre 1854 hergestellt. Der Leuchtkörper bestand aus verkohlten Bambusfasern. Eine technische Entwicklung der Glühlampen konnte zur damaligen Zeit noch nicht einsetzen, da die Stromquellen noch nicht genügend durchgebildet waren. Erst als EDISON, der sich ursprünglich mit der Herstellung von Lampen mit Platin- oder Iridiumleuchtkörpern beschäftigt hatte, 1881 die Versuche mit Kohlefäden wieder aufnahm, waren die Vorbedingungen gegeben. Schon vor EDISON waren SAWYER und MAN, MAXIM und SWAN an der Entwicklung der Kohlefadenlampe, die bis Ende des 19. Jahrhunderts die einzige kleinere elektrische Lichtquelle blieb, tätig.

1897 schuf NERNST eine neue Lichtquelle[1]). Der Glühkörper dieser Lampe besteht aus den hochschmelzenden Oxyden seltener Erden (Zirkonoxyd mit Zusatz von Yttererden). Der Glühkörper ist nur bei höheren Temperaturen leitend, muß also vorgewärmt werden (automatischer, später abgeschalteter elektrischer Heizkörper).

Durch Schaffung einer Metallfadenlampe beschritt AUER V. WELSBACH einen neuen Weg[2]). Der aus Osmiumpulver und einem Bindemittel gespritzte Faden war äußerst zerbrechlich, so daß die Lampe vor Erschütterungen bewahrt werden mußte. Der Faden konnte nicht so dünn hergestellt werden, daß kleine Lichtquellen für alle Gebrauchsspannungen angefertigt werden konnten; 75 Volt war die obere Grenze.

Inzwischen wurde die Lichtausbeute der Kohlefadenlampe durch Verwendung der sog. metallisierten Fäden (HOWELL 1905) erhöht[3]).

Bald nach der Osmiumlampe erschien eine neue Metallfadenlampe, die Tantallampe[4]) (BOLTON u. FEUERLEIN). Zum ersten Male gelang es hier, einen gezogenen Draht aus einem Metall herzustellen, das die für einen Leuchtkörper von technisch brauchbarer Lichtausbeute nötigen physikalischen Eigenschaften hatte. Auch in dem Aufbau der Lampe brachte diese Lampe eine wesentliche Neuerung. Der Draht wurde auf einem Traggestell mit isolierten Haltern befestigt, und dadurch das Leuchtgestell als ein von der Glocke unabhängiges Konstruktionselement geschaffen.

Die Tantallampe zeichnete sich gegenüber der Osmiumlampe bei etwa gleicher Lebensdauer und gleichen Lm/Watt durch große Stoßfestigkeit in kaltem und heißem Zustande aus. Der Draht konnte so fein gezogen werden, daß Glühlampen für alle Gebrauchsspannungen hergestellt wurden.

Im Jahre 1906 erschien die Wolframlampe (JUST u. HANAMANN), deren Leuchtkörper aus gespritzten Wolframfäden bestand. Das Wolframmetall hat einen höheren Schmelzpunkt als Osmium und Tantal und wesentlich geringeren Dampfdruck bei gleichen Temperaturen. Konstruktiv bedeutete die Wolframlampe zunächst wieder einen Rückschritt. Der Glühkörper bestand aus gespritzten Fäden, die sehr spröde waren und nicht fortlaufend, sondern nur in einzelnen Bügeln hergestellt und auf das Traggestell aufgebracht werden konnten. Siemens & Halske gelang es 1908, aus einer Legierung von Wolfram mit wenig Nickel ziehbare Drähte herzustellen, die sich fortlaufend auf das Drahtgestell aufbringen ließen. Das Nickel wurde nach dem Aufbringen auf das Drahtgestell durch Verdampfung entfernt. Im Jahre 1910 wurde in Amerika zum ersten Male das Wolfram auch in unlegiertem Zustande (Gen. Electr. Comp.) gezogen. Nach dem damals erprobten Verfahren

[1]) Elektrot. ZS. Bd. 20, S. 355. 1899; Bd. 24, S. 281. 1903.
[2]) F. BLAU, Elektrot. ZS. Bd. 26, S 196. 1905.
[3]) J. HOWELL, Proc. Am. Journ. El. Eng. Bd. 24, S. 617. 1905.
[4]) W. v. BOLTON u. O. FEUERLEIN, Elektrot. ZS. Bd. 26, S. 105. 1905.

wird noch heute fast der gesamte in Glühlampen gebrauchte Wolframdraht hergestellt.

Bei der Ausbildung der Wolframlampe brachte die Verwendung von geeigneten chemischen Produkten zur Beseitigung der Restgase und zur Herabminderung der Verdampfung (Intensivlampe von SKAUPY 1909) Verbesserung der Lebensdauer und Lichtausbeute der Vakuumlampen. Der bedeutendste Fortschritt wurde dann durch LANGMUIR 1913 durch Einbringung eines indifferenten Gases mit Drucken bis zu 1 Atmosphäre erreicht. Es entstand die sog. gasgefüllte Wolframlampe.

Kapitel 13.

Lampen, die mit Verbrennungsenergie gespeist werden.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 9 Abbildungen.

a) Leuchtende Flammen.

1. Allgemeines. Zu den Flammen mit leuchtenden Kohlenstoffteilchen gehören sowohl die ältesten Leuchten, wie Pechfackeln, Öllampen, als auch die jetzt noch gebräuchlichen Kerzen, Petroleumlampen und leuchtenden Azetylengasflammen. Diese Lampen sind vor allem dort noch im Gebrauch, wo ein Anschluß an zentrale Energieversorgung (Gas oder Elektrizität) nicht vorhanden ist.

2. Form der Flamme. Vorgänge in den einzelnen Flammenzonen. In den mit festen oder flüssigen Kohlenstoffverbindungen gespeisten Lampen werden die Brennflüssigkeiten an den Dochten hochgesaugt, vergasen an den Dochtspitzen und kommen dort zur Verbrennung. Bei gasförmigen Kohlenwasserstoffen entströmt das Gas aus der Brenneröffnung, an der es entzündet wird. Die gebildeten Flammen bestehen bei Rundbrennern aus 1. einem inneren dunklen Kegel, 2. einer leuchtenden dachförmigen Zone und 3. aus einem fahlblauen Rande. Am unteren Flammenrande ist noch zwischen dem dunklen Innenraum und der äußersten Zone ein hellblauer Streifen zu sehen. Die Vorgänge sind etwa in folgender Weise zu kennzeichnen:

Im inneren Teil findet Vergasung des Brennstoffes und Hochsteigen der Gase unter Erwärmung und teilweiser Aufspaltung statt, in der leuchtenden Zone tritt Zersetzung der Verbindung ein, der aus der Luft hineindiffundierte Sauerstoff reagiert hier mit den Komponenten. Bei kohlenstoffreichen Verbindungen wird nur ein Teil des freien Kohlenstoffes gleich oxydiert, der Rest wird durch die Verbrennungsenergie hocherhitzt und sendet Licht aus. Im äußersten Saume findet die Verbrennung den Abschluß. Entweder wird aller Kohlenstoff verbrannt, oder er entweicht als Ruß (vgl. Ziff. 4). Die Kohleteilchen strahlen wie kompakte Kohle, senden also eine der Strahlung des schwarzen Körpers ähnliche Strahlung aus (vgl. Kap. 2 Ziff. 12). Neben der Temperaturstrahlung der Kohleteilchen ist noch eine Lumineszenzstrahlung der erhitzten Gase vorhanden; diese entsteht durch Anregung bestimmter für die Moleküle charakteristischer Frequenzen durch die freiwerdende Energie. Im allgemeinen ist der Teil der Gesamtstrahlung, der auf das sichtbare Gebiet entfällt, gering. Im Flammenrand, wo CO zu CO_2 verbrennt, ist ein fahles blaues Leuchten zu sehen.

3. Die Leuchtdichte und Temperatur der Flamme. Die spektrale Energieverteilung der Strahlung der Flamme im sichtbaren Gebiet ist bis auf den blauen Teil gleich der des schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Im Blau ist durch Überlagerung der fahlblauen Randstrahlung die relative Intensität größer. Die Dichte der leuchtenden Kohleteilchen ist gering, und erst in unendlicher Schichtdicke würde die Intensität der Strahlung der kompakten Kohle erreicht werden. Bei den üblichen leuchtenden Flammen beträgt die Leuchtdichte etwa ein Zehntel der des schwarzen Körpers gleicher Temperatur (s. auch Kap. 2 Ziff. 12).

Um die Temperatur einer Flamme zu bestimmen, mißt man nach dem Vorgange von KURLBAUM[1]) die Intensität der Strahlung eines schwarzen Körpers einmal direkt und dann durch die Flamme hindurch. Verändert sich in einem Schwingungsbereich die Intensität der Strahlung des schwarzen Körpers bei Messung durch die Flamme nicht, so ist der von der Flamme absorbierte Teil gleich der von ihr emittierten Strahlung. Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetze ist die emittierte Strahlung gleich der absorbierten, wenn beide Strahlungen temperaturgleich sind. Findet außer bei dem leuchtenden Medium noch in den Flammenrandgasen Absorption statt, so ist die gemessene Temperatur zu hoch, da die Intensität der die ganze Flamme durchsetzenden Strahlung des schwarzen Körpers durch diese Absorption mehr geschwächt wird als die der leuchtenden Flammenteile. Das Strahlungsgleichgewicht ist folglich erst bei einer höheren Temperatur des schwarzen Körpers erreicht. Weitere Temperaturbestimmungen sind mittels Thermoelementen ausgeführt. WAGGENER[2]) brachte Thermoelemente verschiedener Dicke in die Flamme, um so die Leitungsverluste in Abhängigkeit von der Dicke zu bestimmen. Er extrapoliert auf die Dicke Null. Durch Zuführung elektrischer Energie versuchte BERKENBUSCH[3]), einen Ausgleich der Wärmeverluste zu erreichen. Er ermittelte den Wattverbrauch des elektrisch geheizten Elementes in Abhängigkeit von der Temperatur im Vakuum und gleichfalls in der Flamme. Der Schnittpunkt beider Kurven gibt den Punkt des Wärmegleichgewichtes zwischen Flamme und Thermoelement an, mithin die Temperatur der Flamme. H. SCHMIDT[4]) ermittelt die Temperatur aus Messung der Energietemperaturabhängigkeit elektrisch geheizter Pt-Drähte, die frei an der Luft oder in der Flamme strahlen.

Eine weitere Methode zur Messung der Flammentemperatur beruht auf der Messung der Farbtemperatur der Flammen. Für Kohle ist die Farbtemperatur gleich der wahren Temperatur. Bei Flammen ist infolge des Zusatzes von blauer Gasstrahlung die ermittelte Temperatur etwas zu hoch.

4. Kohlenstoffgehalt des Brennstoffes. Die als Brennstoff benutzten Kohlenstoffverbindungen müssen im Vergleich zu Wasserstoff und Sauerstoff eine bestimmte Menge Kohlenstoff enthalten, um einerseits eine gut leuchtende Flamme und andererseits auch eine volle Verbrennung aller vorhandenen Kohlenstoffteile zu ergeben. Bei Gasluftgemischen wird die Zugabe von Luft der im Gase vorhandenen Menge Kohlenstoff angepaßt. Die Abhängigkeit der Leuchtkraft einer Flamme vom Kohlenstoffgehalt zeigt sich in der Flammenbildung bei freier Verbrennung von Kohlenstoffverbindungen verschiedenen Kohlenstoffgehaltes. Zum Beispiel geben die kohlenstoffärmeren Verbindungen Methan und Äthan eine kaum leuchtende Flamme. Es wird nicht genügend freier Kohlenstoff abgeschieden. Propan, Butan, Pentan geben hell leuchtende nichtrußende Flammen. Bei weiterer Steigerung des prozentualen Kohlenstoffgehaltes treten

[1]) F. KURLBAUM, Phys. ZS. Bd. 3, S. 187. 1902.
[2]) W. J. WAGGENER, Wied. Ann. Bd. 58, S. 579. 1896.
[3]) F. BERKENBUSCH, Wied. Ann. Bd. 67, S. 649. 1899.
[4]) H. SCHMIDT, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 11, S. 87. 1909.

unverbrannte Kohlenstoffteilchen auf, die Flamme rußt. Beispiel: Dekan, Äthylen und Azetylen.

Messungen des Einflusses des Verhältnisses Kohlenstoff zu Wasserstoff auf die Lichtstärke sind an Gemischen von Azetylen und Wasserstoff vorgenommen. Sie sind in Abb. 1 wiedergegeben.

Bei reinem Azetylen ist der Kohlenstoffgehalt groß, die Verbrennungswärme reicht jedoch nicht aus, um alle Teilchen zum Leuchten zu bringen. Mit wachsendem H_2-Gehalt wächst die für jedes Teilchen vorhandene Verbrennungswärme, die Zahl der leuchtenden Teilchen nimmt zu, die Lichtstärke steigt. Bei zuviel Wasserstoff nimmt die Dichte der Kohlenstoffteilchen ab, die Verbrennungsenergie wird dann durch die stark erhitzten Verbrennungsgase abgeführt. Die unteren Heizwerte einiger Kohlenstoffverbindungen sind in Tabelle 1 angegeben.

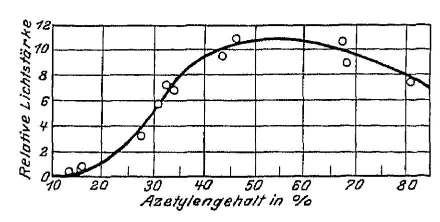


Abb. 1. Abhängigkeit der relativen Lichtstärke vom Azetylengehalt bei einer Mischung Azetylen—Wasserstoff.

Tabelle 1. Heizwert von Gasen[1]).

Gasart	Heizwert von 1 cbm Gas[2] v. 15° C u. 1 Atm. in kg cal.
Kohlenoxyd CO	2800
Wasserstoff H_2	2403
Methan CH_4	8055
Äthan C_2H_6	14170
Propan C_3H_8	20230
Butan C_4H_{10}	26400
Äthylen C_2H_4	13520
Propylen C_3H_6	19470
Butylen C_4H_8	25320
Azetylen C_2H_2	12570
Leuchtgas I	4570
Wassergas	2410
Luftgas	1070
Gichtgas	890

5. Kerzen. Die Kerzen werden aus Paraffin, Stearin oder Bienenwachs hergestellt. Der Schmelzpunkt des für Kerzen benutzten Paraffins (Erzeugnis der Braunkohlenteerdestillation) liegt bei 53 bis 54° C. Meistens wird dem Paraffin 2% Stearin zugesetzt. Das Material für Stearinkerzen besteht aus Stearin- und Palmitinsäure (Schmelzpunkte 69 resp. 62° C) mit einem Zusatz von Paraffin. Bienenwachs besteht zum größten Teil aus dem Palmitinsäureester des Myricylalkohols und freier Kerotinsäure. Die Flammentemperatur ist etwa 1900 bis 1950° abs. Die Leuchtdichte der Paraffinkerze beträgt etwa 0,6 HK/cm².

6. Petroleumlampe. Das für Leuchtzwecke benutzte Petroleum besteht aus den zwischen 150 bis 270° C übergehenden Fraktionen des Roherdöls. Je nach seiner Herkunft besteht es aus Kohlenwasserstoffen der Paraffinreihe (Pensylvanisches Petroleum) oder aus Kohlenwasserstoffen der Naphthenreihe (russisches, galizisches, rumänisches Petroleum). Der obere Heizwert beträgt 10000 bis 11500 Kalorien pro kg. Das spezifische Gewicht schwankt zwischen 0,78 bis 0,84. Das Leuchtpetroleum darf keine unter 21° C entflammbaren Dämpfe abgeben.

Die geringe Viskosität des Petroleums läßt es leicht in den Dochten hochsteigen, so daß Flamme und Ölbehälter in erheblicher Höhendifferenz angeordnet

---

[1]) Der Heizwert unterscheidet sich von der Verbrennungswärme der Reaktion im wesentlichen durch das Wärmeäquivalent der bei der Reaktion stattfindenden Volumenveränderung. Er ist bei Entstehung von Gasen aus festen und flüssigen Körpern etwas kleiner, bei der Entstehung von festen und flüssigen Körpern aus Gasen etwas (ca. 1%) größer als die Verbrennungswärme. Wenn Wasser als Verbrennungsprodukt entsteht, unterscheidet man einen oberen Heizwert (wenn dasselbe als Flüssigkeit) und einen unteren Heizwert (wenn das Wasser als Dampf entsteht). Hier sind die unteren Heizwerte angegeben.

[2]) Hütte, des Ingenieurs Taschenbuch, 25. Auflage, Bd. 1, S. 530, 1925.

werden können. Dies ist ein Vorteil gegenüber anderen brennbaren Ölen. Die Brenner sind so konstruiert, daß soviel Luft eintritt, daß das an Kohlenstoff reiche Öl ohne rußende Flamme verbrennt. Bei zu großer Flamme ist der Luftzutritt zu gering, die Flamme rußt.

Die Temperatur der Flamme beim Rundbrenner ist etwa 1850°, beim Flachbrenner 2050° abs. Die Leuchtdichte beträgt 0,8 bis 1,7 HK/cm^2.

7. Leuchtgasflammen. Reines Steinkohlengas hat etwa folgende Zusammensetzung:

H_2 48,6, CH_4 35,2, CO 7,9%,

andere Kohlenwasserstoffe 3,9%.

Der Rest besteht aus nichtbrennbaren Gasen. Die Verbrennungswärme beträgt etwa 5400 $kg cal/m^3$. Vielfach kommt ein Mischgas mit Zusatz von Wassergas und Benzol oder ölkarburiertem Wassergas zur Verwendung. Die Zusammensetzung des Mischgases aus Steinkohlen und Wassergas wird so gewählt, daß der obere Heizwert 4300 $kg cal/m^3$ beträgt und nur 15% inerte Gase vorhanden sind. Die im Schnittbrenner erzeugte Steinkohlengasflamme hat etwa eine Temperatur von 2100° abs. (2160° ermittelt durch Bestimmung der Farbtemperatur), die im Einlochbrenner eine Temperatur von etwa 1900° abs. Die Leuchtdichte beträgt etwa 0,5 bis 1,2 HK/cm^2. Zu Beleuchtungszwecken werden diese Flammen nicht mehr benutzt.

8. Azetylenflamme. Azetylengas wird für Beleuchtung von Verkehrsmitteln, vor allem Fahrrädern, für Signalzwecke und Leuchtfeuer und auch für Heimbeleuchtung noch vielfach benutzt. Neben Entwicklung des Azetylengases in dem Beleuchtungsgerät selbst durch Zersetzung von festem Calziumkarbid mit Wasser werden Azetylengasbomben, sog. Gasakkumulatoren, verwendet. Die Gasbomben sind nicht mit frei komprimiertem Azetylen gefüllt, sondern enthalten das Gas in Azeton gelöst. (Komprimiertes Azetylengas würde bereits bei einem Druck von 2 Atm. explodieren.) Azeton löst etwa das 15fache seines Gewichtes an Azetylen. Die Bomben sind mit einer porösen Masse (Kieselgur), die mit Azeton getränkt ist, gefüllt. Der Druck in den Bomben beträgt ca. 80 Atmosphären. Dem Azetylen wird im Brenner Primärluft zugemengt. Der untere Heizwert (15° C u. 1 Atm.) des Azetylens beträgt 12570 $kg cal/m^3$. Die Durchschnittstemperatur der Flamme ist 2360° abs., an einzelnen Teilen ist die Temperatur höher (2448° abs. maximal), die Leuchtdichte beträgt 9 HK/cm^2.

b) Gasglühlicht.

9. Die Flamme aus Gemengen von Luft und Kohlenwasserstoff. Der mittels leuchtender Flammen erzeugte Lichtstrom ist infolge der für die Lichterzeugung ungünstigen Strahlungseigenschaften des Kohlenstoffes (annähernd grauer Strahler) gering (vgl. Kap. 2 Ziff. 12). Deshalb wird die Lichtausbeute gesteigert, wenn die Verbrennungsenergie nicht zum Erhitzen der Kohlenstoffteilchen, sondern zum Erhitzen fester Körper mit günstigen Strahlungseigenschaften (Selektivstrahler) benutzt wird. Die Verbrennung der Gase wird dann so geleitet, daß eine nichtleuchtende Flamme entsteht. Dies wird durch Beimengung von Sauerstoff oder Luft (Primärluft) zu den Leuchtgasen oder den Dämpfen flüssiger Öle erreicht.

Da die entleuchtete Flamme weniger Energie abstrahlt, wird das Gleichgewicht zwischen Verbrennungsenergie einerseits, Strahlung und Konvektion andererseits erst bei höherer Temperatur erreicht, die entleuchtete Flamme ist folglich heißer. Zur Entleuchtung der Gasflamme werden Brenner, die nach

dem Prinzip des Bunsenbrenners (Abb. 2) konstruiert sind, benutzt. Die Temperaturverteilung in einem Querschnitt der Bunsenflamme bei Verbrennung von Steinkohlengas ist in Abb. 3 nach Messungen von H. SCHMIDT[1]) wiedergegeben. Die Emission ist nach den Messungen von H. RUBENS[2]) in Abb. 4 wiedergegeben.

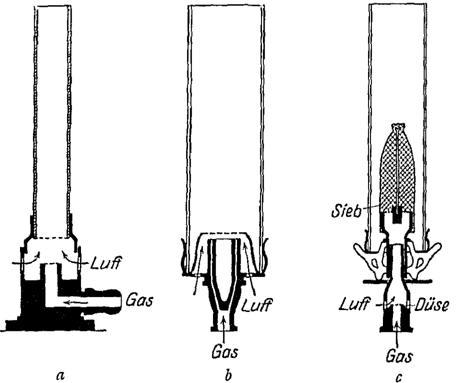


Abb. 2. Gasbrenner.
a Bunsenbrenner, *b* Gasrundbrenner, *c* Gasglühlichtbrenner.

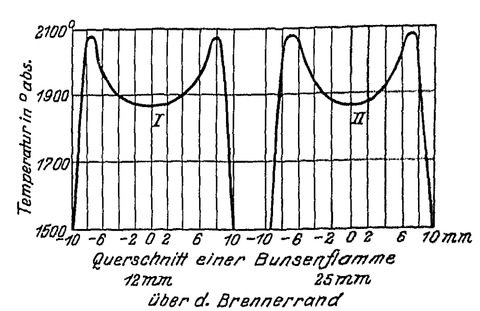


Abb. 3. Temperaturverteilung im Querschnitt einer Bunsenflamme.

Am gewöhnlichen Bunsenbrenner ist das Verhältnis Gas zu Luft 1:2 bis 1:3. Je höher der Kohlenwasserstoffgehalt des Gases, um so mehr Luft wird beigemengt.

Bei Verbrennung des Gasluftgemisches im Bunsenbrenner hat die Flamme innen einen grünen spitzen Kegel, darüber einen blaßblauen Mantel. Im Innern findet Aufspaltung und teilweise Verbrennung mittels der Primärluft statt. Die Verbrennung in diesem Teil führt zu Wassergas[3]) (Kohlenoxyd, Wasserstoff, Kohlendioxyd und Wasserdampf). Im Flammenmantel verbrennt das Wassergas mit der Zweitluft, der von außen zutretenden Luft, zu Kohlendioxyd und Wasserdampf. Bei höherer Gasgeschwindigkeit und vermehrtem Luftgehalt erhält man eine Flamme, die nur bei Austritt aus kleinen Öffnungen brennt. Der Brenner erhält dann einen Verschluß mit Drahtnetz oder durchlochten Scheiben aus Metall oder feuerfesten Materialien. An Stelle des grünen Innenkegels entsteht eine dünne, vielgezackte hellblaue Flammenhaut, und über dieser erhebt sich ein mattblauer Kegel. Die Durchschnittstemperatur dieser Flamme ist höher als die der Bunsenflamme. Die Bunsenflamme wird bei Niederdrucklicht (Gasdruck 40 mm Wassersäule), die luftreiche bei Hochdrucklicht benutzt (gepreßte Gase oder gepreßte Luft, Drucke von 800 bis 2000 mm Wassersäule). Hier findet evtl. Geschwindigkeitserhöhung durch Absaugen der verbrannten Gase mittels hoher Schornsteine (Lukaslampen) statt. Auch bei Niederdrucklicht wird die Wirkung des Injektors durch Zylinder unterstützt.

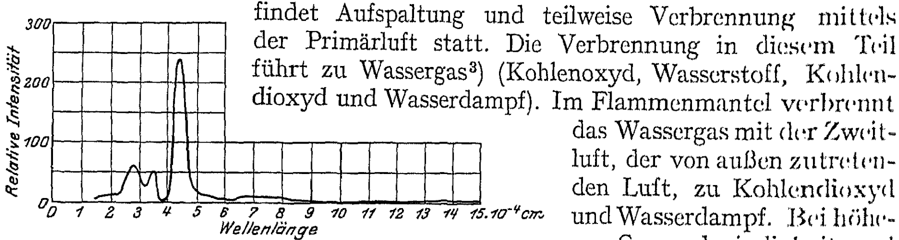


Abb. 4. Relative Strahlungsintensität des nackten Auerbrenners in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach Messungen von RUBENS.

[1]) H. SCHMIDT, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 11, S. 87. 1909.

[2]) H. RUBENS, Ann. d. Phys. Bd. 18, S. 725. 1905; Bd. 20, S. 593. 1906. Phys. ZS. Bd. 6, S. 790. 1905; Bd. 7, S. 186. 1906.

[3]) F. HABER u. F. RICHARDT, „Das Wassergasgleichgewicht in der Bunsenflamme." Journ. f. Gasbeleuchtg. 1904, S. 809; ZS. f. anorg. u. allgem. Chem. Bd. 38, S. 5. 1904.

Bei Mischgas ist das Flammenvolumen kleiner. Bei der Flammenbildung, wie sie für Hängelicht verwandt wird, verändert sich die Flammenform. Sie wird kleiner und ist oben abgerundet.

10. Auerstrümpfe. Als günstigste Form für das Einbringen des festen Körpers in die Flamme hat AUER v. WELSBACH das Oxydskelett, das beim Verbrennen von mit den Oxyden getränkten Fasern zurückbleibt, erprobt. Diese Anordnung verbindet eine für die Ausbildung der Selektivstrahlung günstige dünne Schichtdicke der Einzelfaser mit größerer Tiefenerstreckung bei Betrachtung aller Fasern (große Flammenausnutzung) und mit der für Zutritt der Zweitluft nötigen Porosität.

Die Beschaffenheit des Skelettes ist einerseits wesentlich für die Strahlung, andererseits aber auch für die Widerstandsfähigkeit des Glühkörpers gegen Erschütterung.

Da die Struktur der Faser im Glühstrumpfskelett erhalten bleibt, ist folglich die Auswahl der Garne für die Glühstrümpfe in Hinsicht auf Festigkeit und Beschaffenheit der Einzelfasern hin vorzunehmen. Je langfaseriger das Garn ist, um so besser eignet es sich für den Glühkörper.

Als Garne kommen Baumwolle, Ramiefaser und Kunstseide in Betracht. Baumwolle und Ramie als Pflanzenfasern haben Zellenstruktur. Die Einzelfasern sind röhrenförmig. Die Kunstseide hat dagegen eine stabähnliche Struktur. Diese Verschiedenheit prägt sich im Strumpf aus; bei den aus Pflanzenfasern hergestellten gibt beim Abbrennen der vollgesaugte Hohlraum der Röhre das Skelett her. Bei der Kunstseide, die von der Lösung ganz durchsetzt wird, bleibt ein viel lockeres elastisches Skelett zurück.

Zwischen Baumwolle und Ramie besteht noch der Unterschied, daß Baumwolle 1. kürzere Fäden (12 bis 40 mm gegen Ramie 100 mm) hat und 2. dünnere Einzelfaser. Auf gleiche Garnstärke kommen 270 Baumwolle- und nur 90 Ramiefäden. Die Baumwolle gibt ein sehr kompaktes Skelett von ca. 0,2 mm Fadendicke. Gewebe aus den 3 Garnen sind in Abb. 5, 6, 7 gegeben. Baumwolle wird jetzt kaum noch verwendet. Da die Pflanzenfasern wie Ramie außer Kohlenstoffverbindungen gewisse Salze enthalten, die meist aus Kalium-, Aluminium- und Kieselsäureverbindungen bestehen, die die Lichtausbeute der fertigen Strümpfe herabmindern würden, muß das Gewebe vor der eigentlichen Herstellung der Strümpfe zur Herstellung einer möglichst aschefreien Faser gereinigt werden. Durch Waschen in schwachen Säurelösungen kann man den Aschegehalt von 0,2 auf 0,02% herabsetzen. Die Gewebe werden dann so zerschnitten, daß sie ungefähr doppelt so lang wie die fertigen Strümpfe sind. Bei Stehlicht wird an das eine Ende, das später den Asbesthaken trägt, zur Versteifung ein Tüllstreifen genäht. Die Schlauchstücke werden dann mit einer 30- bis 40proz. Leuchtsalzlösung imprägniert. Es sind etwa 1,2 g Leuchtsalz im Stehlichtstrumpf und 0,8 g im Hängelichtstrumpf vorhanden (Leuchtsalzlösung für Niederdruckgas: 99 Teile Thoriumnitrat, 1 Teil Cernitrat, unter Zusatz kleinerer Mengen Härtemittel, wie Beryllium- und Aluminiumsalze). Die Strümpfe werden dann auf konische Glasformen aufgezogen und getrocknet. Das obere Ende wird mit einer Lösung aus Calzium- und Zirkonsalzen zwecks stärkerer Sinterung beim späteren Abbrennprozeß bestrichen. Der Strumpf wird dann mit einem Asbesttraghenkel versehen. Hängelichtstrümpfe werden an Magnesiumsilicatringe angebunden, und das röhrenförmige Schlauchstück am anderen Ende wird mit einer sog.Spinne, die man aus imprägnierten Fäden durch sternförmiges Vernähen bildet, geschlossen. Es werden auch Strümpfe einzeln rund gewebt. Nunmehr werden die Strümpfe auf konische Holzmodelle aufgezogen und in Form gestreckt. Man hebt sie dann von der Form ab, entzündet sie, die organische Faser brennt dabei heraus,

und die Nitrate werden zersetzt, die Basen bleiben als Oxyde zurück. Es hinterbleibt ein schlaff herunterhängendes Ascheskelett, das nunmehr mittels Preßgasbrenners in Form gebrannt und gehärtet wird. Der Strumpf wird dann in

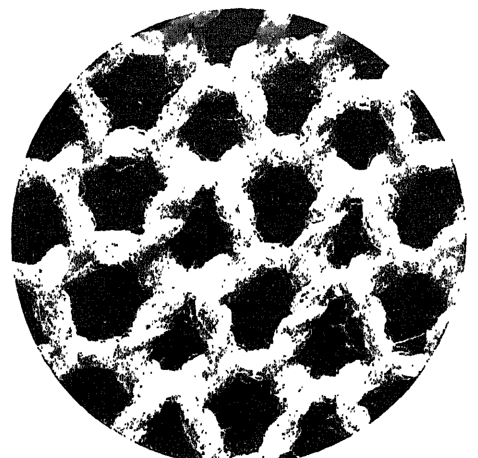


Abb. 5. Gestrick aus Baumwolle für Auerstrümpfe. (Vergr. 25 mal.)



Abb. 6. Gestrick aus Ramiefaser für Auerstrümpfe. (Vergr. 25 mal.)



Abb. 7. Gestrick aus Kunstseide für Auerstrümpfe. (Vergr. 25 mal.)

eine Kollodiumlösung getaucht, um ihn gegen Transportbeschädigung zu schützen.

Bei der Herstellung der Glühstrümpfe aus Kunstseide quillt der Schlauch beim Einlegen in die Leuchtsalzlösung auf das Doppelte seines Fadendurchmessers auf. Um das explosionsartig erfolgende Abbrennen des mit Nitrat getränkten Zellulosegewebes zu verhindern, wird das Nitrat vorher in Oxyd oder Hydroxyd überführt. Es wird deshalb der Strumpf mit Ammoniak oder organischen Basen behandelt. Dabei entsteht unlösliches wasserhaltiges Thorium- und Ceroxyd und wasserlösliches Ammoniumnitrat, letzteres wird durch Auswaschen entfernt. Die weitere Behandlung der Kunstseidenstrümpfe ist die gleiche wie die der aus Ramiefaser hergestellten. Ein Vorteil dieser kunstseidenen Strümpfe liegt in der Vergrößerung der Haltbarkeit des imprägnierten Seidenschlauches, da die Hydroxyde im Gegensatz zu den Nitraten gegen Feuchtigkeit unempfindlich sind.

Man kann bei den kunstseidenen Strümpfen deshalb evtl. nach dem Formstrecken die fabrikatorische Herstellung beenden und den Strumpf am Verbrauchsbrenner formen. Es ist so das umständliche Abbrennen und Kollodinieren bei den Kunstseidenstrümpfen nicht nötig. Es sind dies die sog. „selbstformenden“ Strümpfe. Diese Strümpfe sind sowohl für Hängelicht wie für Stehlicht verwertbar. Die Formung auf dem Stehlichtbrenner erfolgt in der Weise, daß der am unteren Ende mit einem Metallring versehene Strumpf auf

den Brenner gesetzt und entzündet wird. Das Gewebe verbrennt, der anfangs faltige Strumpf zieht sich zusammen, und nach kurzer Zeit nimmt das äußerst zähe und elastische Ascheskelett die Form der Flamme an; Abb. 8 zeigt den Vorgang. Infolge dieser Formung wird der Strumpf sehr gleichmäßig erhitzt. Die Lebensdauer derartiger Strümpfe, die dabei in der Herstellung wesentlich billiger sind als die fabrikmäßig geformten, übertrifft die der abgebrannten, kollodinierten um etwa 60%.

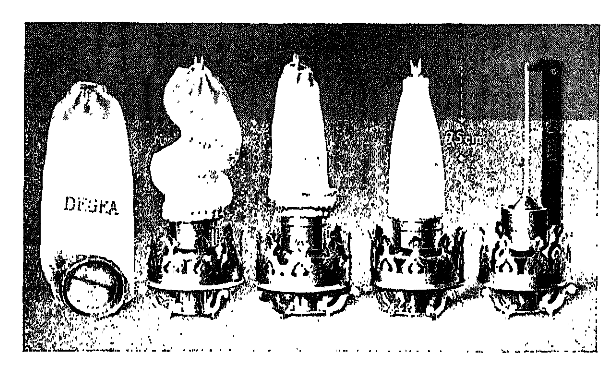


Abb. 8. Selbstformender Kunstseide-Auer-Glühkörper.

Einer der großen Vorzüge derartiger Strümpfe ist noch die große Sicherheit gegen Zerstörung während des Versandes.

Die Gewebearten der aus den Garnen hergestellten Schläuche wählt man entsprechend dem Verwendungszweck. Für Drucklampen z. B. engmaschige Gewebeart, für drucklose Lampen und flüssige Brennstoffe dagegen loses Gewebe.

11. Brennerformen für Nieder- und Hochdruckstehlicht. Bei Niederdruckgas wird der Flamme für Stehlicht die Form eines Hohlkegels gegeben. Der Brenner ist ringförmig gestaltet, die Mündung ist der Betriebssicherheit halber mit einem Drahtnetz abgedeckt. Der 1887 ausgebildete Pintschbrenner[1]) entspricht dem Auer-C-Brenner (s. Abb. 2). Gegenüber dem Bunsenbrenner ist der Injektor besser ausgebildet; es wird mehr Primärluft beigemengt. Der Innenkegel der Flamme, in dem die Wassergasbildung vor sich geht, ist dementsprechend heißer als beim Bunsenbrenner. Der kleine Flammenmantel hat etwa Spitzbirnenform, die größte Breite ist ca. 3 cm bei einer Brennerkopfbreite von 2,8 cm. Wird der Glühkörper richtig aufgesetzt, so tritt die Zweitluft durch die Maschen, die Verbrennung findet ganz im Innern des Strumpfes statt. Die Abgase ziehen oben durch die Strumpföffnung ab. Beim Stehlicht ist der Strumpf größer, die erreichte Temperatur geringer als beim Hängelicht; die Leuchtdichte des Glühstrumpfes ist ungleichmäßig, die höchste ist etwa in $^1/_3$ der Strumpfhöhe, von unten aus gerechnet, zu finden. Die Temperatur des Strumpfes ist oben und unten bis zu 300° niedriger als die Höchsttemperatur.

Für die Luftzufuhr ist eine Regeldüse vorhanden (Kreuzschlitzdüse beim Auerbrenner). Andere Konstruktionen ergeben straffe, nicht verbreiterte Flammen, wie z. B. der Cobobrenner der Auergesellschaft. Hier ist das Mischrohr unten eng, erweitert sich dann nach dem Brennerkopf hin. Der Auer-C-Brenner braucht bei 40 mm Gasdruck 120 bis 130 l in der Stunde, die erzielte Lichtstärke ist 80 bis 100 HK_h. Der Juwelbrenner, ein kleineres Modell gleicher Art, braucht 65 l für ca. 50 HK_h. Der Cobobrenner braucht 100 l für ca. 100 HK_h. Es wurden Brenner bis 700 l Gasverbrauch gebaut, z. B. die von Ehrich u. Graetz, die 750 HK_h geben; sie sind mit einem hohen Schornstein versehen. Für große Lichtstärken werden jetzt meist Lampen mit mehreren Hängelichtbrennern gebaut.

Bei Verwendung von Preßgas ist die Brennerform einfacher, der Zugzylinder ist überflüssig. Der Gasverbrauch pro Stunde schwankt bei 1200 bis 2000 mm Wassersäule je nach der Größe des Brenners zwischen 1,2 bis 0,8 l pro 1 HK horizontal.

[1]) D.R.P. 43991.

Die Lichtwirkung steigt mit der Brennergröße, weil bei kleinen Brennern infolge der Reibung an der Düsenbohrung die Austrittsgeschwindigkeit geringer ist. Um den Einfluß der Reibung auch bei Brennern mit geringem Verbrauch zu vermindern, wendet die A. G. für Selasbeleuchtung, Berlin, statt reinen Preßgases ein gepreßtes Gemisch von Gas und Luft im Verhältnis 1:1 an (Düsenöffnung vergrößert). Die Hochdruckglühkörper sind vielfach doppelwandig, sie bestehen dann aus zwei übereinander gezogenen Einzelglühkörpern. Mit einwandigen Körpern kann nicht die ganze Verbrennungsenergie ausgenutzt werden.

12. Brennerformen für Hängelicht. Bei den nach unten gerichteten Flammen besteht das Mundstück des Brenners aus Speckstein (Steatit). Die Mündung ist

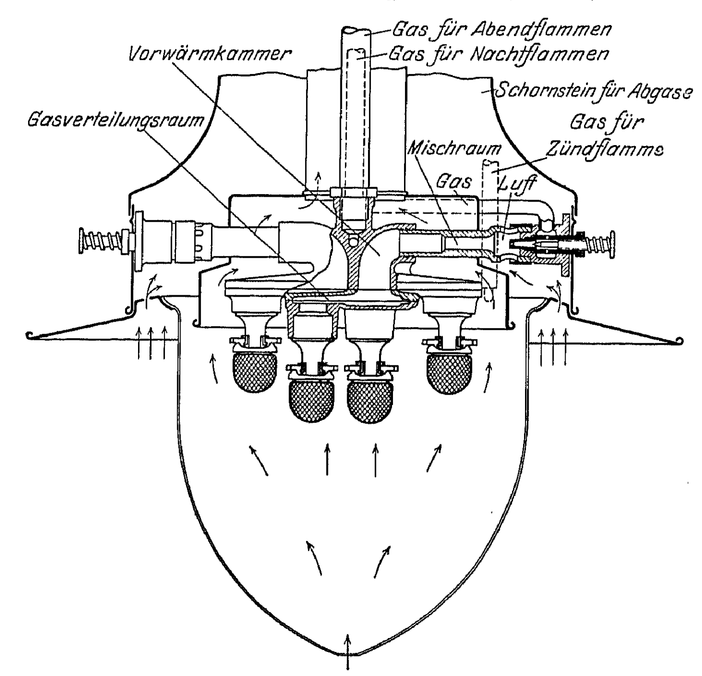


Abb. 9. Gaslampe für Straßenbeleuchtung.

durch ein Sieb abgedeckt. Für Niederdruckgaslicht ist die Flammenform für kleine Lichteinheiten am günstigsten; deshalb werden zur Erzielung großer Lichtströme Gruppenbrenner mit mehreren Flammen bis zu 15 Stück (Gruppenbrennerstarklichtlampen) verwendet. Die Normalgrößen der Einheiten sind 80 $HK_{\ominus}$, 70 $HK_{\smile}$ und 53 bis 58 $HK_{\ominus}$; dies entspricht ca. 500, 400 und 350 Lm; der Gasverbrauch ist etwa 67, 60 und 50 l pro Stunde für ein Gas von 4300 kg cal/m³ oberem Heizwert. Für ein Gas mit größerer Verbrennungswärme (z. B. Zechengas mit 5400 cal/m³) ändern sich Lichtstrom und Verbrauch. Infolge der höheren Flammentemperatur ist die Lichtausbeute größer[1]). Berechnet man den Lichtstrom pro Kalorie, so ist er bei dem Zechengas 1,05 bis 1,11 mal so groß wie bei dem Gas mit einer Verbrennungswärme von 4200 bis 4300 cal/m³.

Mit wachsender Brennerzahl verringert sich der Gasverbrauch infolge gegenseitiger Bestrahlung und intensiverer Vorwärmung der Gase. Der Strumpf hat je nach der Lichtstromgröße eine Länge von 1,7 bis 2,2 cm und eine Breite von 2,2 bis 2,6 cm. Die Flamme brennt ganz innerhalb des Strumpfes. Sie kehrt so-

[1]) H. LUX, Licht u. Lampe, Bd. 17, S. 279. 1928.

zusagen unten um, die Spitze brennt wieder nach oben und schmiegt sich den Glühstrumpfwandungen an. Durch das Glühstrumpfgewebe tritt die Zweitluft ein, die Rauchgase ziehen oben ab.

Die Brenner müssen so konstruiert sein, daß die Luftansaugelöcher nicht von den Abgasen umspült werden. Als Beispiel sei die Konstruktion einer modernen Lampe für Straßenbeleuchtung[1]) gegeben (Abb. 9). Die Vorheizkammer liegt zwischen Mischdüse und Brennerkopf. Das Gas saugt Luft an, das Gemisch strömt dann im Brennerrohr abwärts bis zur Vorwärmkammer. Hier wird das Gas auf den Glühkörper verteilt. Die Abgase ziehen zwischen Brenneröffnung und Aufhängering ab, treten in die Vorwärmkammer, durch die das Mischrohr wagerecht hindurchgeführt ist, und erwärmen beim Abzug weiter noch das oberhalb der Vorwärmkammer liegende Gaszuführungsrohr. Bei diesen modernen Straßenlampen sind meist zwei Gruppen von Brennern vorhanden, von denen die eine in den Stunden geringen Verkehrs ausgeschaltet wird.

Bei Verwendung von Hochdruckgas sinkt der Verbrauch auf 0,5 bis 0,6 l pro HK-Stunde. Bei Hängelicht ist die Leuchtfläche des Strumpfes kleiner, der Strumpf kommt auf eine höhere Temperatur, die Leuchtdichte ist größer.

13. Einfluß der Vorwärmung des Gases. Bei den Hängelichtbrennern wird bei zweckmäßiger Anordnung des Abflusses der Brenngase eine Vorwärmung des Gases und somit eine Temperaturerhöhung der Flamme erzielt (vgl. Ziff. 12). Solche Vorwärmung des Gases kann bei Stehlicht durch Anbringen einer mit einer kleinen Flamme erhitzten Vorwärmkammer erzielt werden. Diese Heizkammer muß ebenso wie bei Hängelichtbrennern zwischen Mischdüse und Brennerkopf angebracht werden. Bei Hängelicht erzielt man bei Vorheizung eine ca. 30% größere Lichtausbeute[2]). Bei größeren Gruppenbrennern in besonders günstiger Anordnung steigt die Lichtausbeute sogar um ca. 55%.

14. Leuchtsalzzusammensetzung für verschiedene Brenner. Das Wesentliche über die Strahlungseigenschaften von verschieden zusammengesetzten Auerstrümpfen ist in Kap. 2 Ziff. 23 gesagt.

Ist die Flammentemperatur gegenüber der Bunsenflamme wesentlich gesteigert, wie bei dem Hochdruckgas, so fällt der anfangs stark vermehrte Lichtstrom des Strumpfes allmählich ab. Die hohe Temperatur bewirkt eine Zunahme der Verdampfungsgeschwindigkeit des Ceroxyds. Der Strumpf verarmt an Ceroxyd, und die Leuchtdichte sinkt ab. Eine Erhöhung der Glühstrumpftemperatur auf ca. 2300° abs. bringt eine anfängliche Lichtstromvermehrung um 200% mit sich[2]). Bei Preßgas wird durch Änderung der Leuchtsalzzusammensetzung (bis zu 3% Cernitratgehalt) dem Absinken des Lichtstromes vorgebeugt.

Die Verbrennungsenergie der Hochdruckflammen genügt, diese im sichtbaren wie im ultraroten Gebiet stärker strahlenden Körper so hoch zu erhitzen, daß die Leuchtdichte höher als bei Niederdruckgasstrümpfen ist.

Untersuchungen über die Temperatur der Flammen und die der Strümpfe für Hochdruckgas liegen nicht vor.

15. Verwendung von Glühlicht bei flüssigen Brennstoffen. Der Auerglühstrumpf wird auch bei Lampen, die mit flüssigen Brennstoffen gespeist werden, verwandt, z. B. bei Petroleum, Benzin, Benzol und Spiritus. Wie das Spiritusglühlicht zeigt, ermöglicht der Glühstrumpf auch die Verwendung flüssiger Brennstoffe mit so geringem Kohlenstoffgehalt, daß eine nichtleuchtende Flamme bei freier Verbrennung entsteht. Eine große Anzahl verschiedener Konstruktionen von Lampen für flüssige Brennstoffe ist ausgebildet. Bei allen diesen Brennern wird der flüssige Brennstoff zunächst durch Vorwärmen ver-

[1]) Modell Ehrich und Graetz.

[2]) Nach Untersuchungen von W. Newton Booth, Gas Journ. 30. Dez. 1925.

dampft und der Dampf mit Luft gemischt zur Verbrennung gebracht. Durch die von der Flamme erzeugte Wärme wird eine dauernde Verdampfung des Brennstoffes, der durch einen Saugdocht dem Brenner zugeführt wird, bewirkt. Da bei den Drucklampenflammen der Glühstrumpf höher erhitzt wird, der Lichtstrom also stark vermehrt wird, wird der größte Teil der Lampen für flüssige Brennstoffe als Drucklampen ausgeführt. Der Brennstoffbehälter wird durch Aufpumpen (bei kleineren Lampen geschieht dies mittels einer kleinen vielfach einmontierten Druckpumpe) unter Druck gesetzt. Durch den Druck wird der Brennstoff in ein Vergaserrohr geleitet und der Vergasungsprozeß durch Vorwärmung mittels Spiritus eingeleitet. Neben Stehlichtbrennern sind für die flüssigen Brennstoffe auch Hängelichtbrenner konstruiert.

Kapitel 14.

Lampen mit elektrischer Widerstandsheizung.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 27 Abbildungen.

a) Materialeigenschaften der Leuchtkörper in bezug auf Lichtausbeute und Lebensdauer.

1. Einleitung. Die Lichtausbeute ist bei den Temperaturstrahlern von der Höhe der Betriebstemperatur und der Selektivität abhängig (Ziff. 2), die Nutzlebensdauer, die durch die Lichtabnahme infolge Schwärzung der Glashülle begrenzt ist, vom Dampfdruck, die absolute Lebensdauer von der Erschütterungsfestigkeit und Gleichmäßigkeit, die Herstellung kleiner Lichtstromeinheiten von der Verarbeitungsmöglichkeit.

Das Glühkörpermaterial muß deshalb:

1. Einen hohen Schmelzpunkt haben.

2. Günstige Strahlungseigenschaften: hohes Emissionsvermögen im Sichtbaren, niedriges im Ultrarot haben.

3. Einen kleinen Dampf- resp. Zersetzungsdruck haben, resp. es muß die Möglichkeit bestehen, die Wirkung der Verdampfung herabzumindern.

4. Das Material muß sich zu Glühkörpern der erforderlichen Dimensionen verarbeiten lassen, die Glühkörper müssen sich sehr gleichmäßig herstellen lassen und mechanisch bei Zimmer- und auch bei Betriebstemperatur genügende Erschütterungsfestigkeit besitzen.

2. Strahlungseigenschaften und Lichtausbeute. Die Temperaturstrahlung aller als Lichtquellen benutzten Materialien folgt ähnlichen Gesetzen wie die des schwarzen Körpers (vgl. Kapitel 1), die Lichtausbeute steigt mit zunehmender Temperatur. Erst bei Temperaturen, die jenseits der mit festen Körpern erreichbaren liegen, erreicht die Lichtausbeute das Maximum. Eine Erhöhung der Betriebstemperatur bewirkt neben der Verbesserung der Lichtausbeute auch eine Angleichung der Lichtfarbe an die des Tageslichtes.

Die einzelnen Materialien sind in bezug auf die Lichtausbeute bei gleicher Temperatur nicht gleich günstig. Das Verhältnis der Emissionsvermögen im Sichtbaren zu dem im Ultrarot ist dafür ausschlaggebend. Soweit bisher bekannt, nimmt die Selektivität glühender Körper mit steigender Temperatur ab. So ist z. B. für Wolfram, Molybdän und Tantal festgestellt, daß das Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet mit steigender Temperatur sinkt, während gleichzeitig das Emissionsvermögen im langwelligen Ultrarot steigt. Die Leuchtgüte (Kap. 2 Ziff. 10) fällt infolgedessen mit steigender Temperatur. Die Lichtausbeute steigt nicht im gleichen Maße an wie die des schwarzen Körpers. Der hohe Temperaturkoeffizient der Lichtausbeute im Gebiete der Betriebstemperaturen

der Glühlampen bewirkt jedoch, daß bei den in Betracht kommenden Materialien die Höhe der Betriebstemperatur der Glühlampe, nicht die selektiven Strahlungseigenschaften, ausschlaggebend für die Lichtausbeute ist. Ein Beispiel zeige dies. Unter den für Lichtstrahler in Betracht kommenden Metallen hat Osmium die günstigsten Strahlungseigenschaften. Bei der Betriebstemperatur der Osmiumlampe (2200° abs.) beträgt die Lichtausbeute 6,7 Lm/Watt. Wolfram hat bei gleicher Temperatur nur 5,4 Lm/Watt, kann aber weit höher erhitzt werden; ca. 100° höhere Betriebstemperatur gleicht den Unterschied aus. Bei der Betriebstemperatur (wahrer Temperatur des Leuchtkörpers) der geradfädigen luftleeren Wolframlampen (2418° abs.) ist die Lichtausbeute des Wolframs bereits 10 Lm/Watt, also schon bedeutend höher als die der Osmiumlampen.

3. Schmelzpunkte. Die für Glühlampenkörper in größerem Maßstabe benutzten Materialien haben sämtlich Schmelzpunkte über 2500° abs. Es sind dies die Metalle: Osmium (2980° abs.), Tantal (3300° abs.) und Wolfram (3660° abs.), ferner: Kohle (3760° abs.) und die Nernstmasse (ca. 2850° abs.) (85% ZrO_2 + 15% YO_2).

Hohe Schmelzpunkte haben auch Molybdän, Zirkonoxyd, Hafniumoxyd[1]) und Thoriumoxyd[2]), ferner die Nitride des Thoriums, Titans, Berylliums, Zirkons, Tantals und Skandiums[3]) und die Karbide des Zirkons, Vanadins, Niobs, Tantals, Molybdäns und Wolframs[4]).

Der Verwendung vieler dieser Körper steht jedoch der hohe Dampf- oder Zersetzungsdruck entgegen, einige von ihnen leiten zu schlecht.

4. Dampf- und Zersetzungsdrucke. Die gesamten Nitride und Karbide, die teilweise noch höher schmelzen als Wolfram und Kohle (z. B. ist für Tantal- und Niobkarbid der Schmelzpunkt 4200° abs.), zersetzen sich schon weit unterhalb ihrer Schmelzpunkte. Auch Nernstmasse hat einen merklichen Dissoziationsdruck bei der Betriebstemperatur von 2400° abs. Das Glühen in Luft verhindert hier die Zerstörung.

Die Bestimmung des Dampfdruckes ist bei hohen Temperaturen schwierig; nur für Kohle ist der Dampfdruck nach der Lichtbogenmethode[5]) (Bestimmung der unter bestimmten Drucken erreichbaren höchsten Temperatur des positiven Kraters der Kohlebogenlampe, der Dampfdruck bei dieser Temperatur ist dann gleich dem des umgebenden Gases) gemessen worden. Nimmt man an, daß jedes die Drahtoberfläche treffende Dampfteilchen auf ihr haften bleibt und somit jedes vom Draht herkommende Dampfteilchen frisch verdampft, so läßt sich der Dampfdruck aus der Verdampfungsgeschwindigkeit nach der CLAUSIUS-CLAPEYRONschen Gleichung

$$m = p\sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}\left(\frac{g}{\mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{sec}}\right)$$

(wo m die pro 1 cm² Oberfläche und pro sec verdampfte in g gewogene Substanzmenge, p den Dampfdruck in Dyn/cm², M das Molekulargewicht und R die Gaskonstante [$8{,}31\cdot 10^7$], T die Temperatur in ° abs. bedeutet) berechnen. Für Kohle[6]) und Wolfram[2]) sind Verdampfungsgeschwindigkeiten gemessen; in Abb. 1 sind die daraus berechneten Dampfdrucke wiedergegeben.

---

[1]) F. HENNING, Naturwissensch. Bd. 13, S. 661. 1925.

[2]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 145, S. 127. 1925.

[3]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 143, S. 293. 1925.

[4]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 144, S. 169. 1925.

[5]) H. KOHN, ZS. f. Phys. Bd. 3, S. 143. 1920; H. KOHN u. M. GUCKEL, ebenda Bd. 27, S. 305. 1924; E. RYSCHKEWITZ, ZS. f. Elektrochem. Bd. 31, S. 54. 1925.

[6]) Für Kohle: L. WERTENSTEIN u. H. JEDRZJEWSKI, C. R. Bd. 177, S. 316. 1923. Vgl. auch H. ALTERTHUM u. F. KOREF, ZS. f. Elektrochem. Bd. 31, S. 658. 1925.

[7]) Für Wolfram: H. A. JONES, J. LANGMUIR u. G. M. J. MACKAY, Phys. Rev. Bd. 30, S. 201. 1927.

Die Prüfung der Materialien auf ihre Brauchbarkeit als Temperaturstrahler geschieht am einfachsten durch Untersuchen ihres Verhaltens in der Glühlampe bei verschiedenen Temperaturen. Zeigt sich eine starke Schwärzung, so kann diese sowohl eine Folge des hohen Dampfdruckes als auch der Zerstäubung unter dem Einfluß elektrischer Entladung sein.

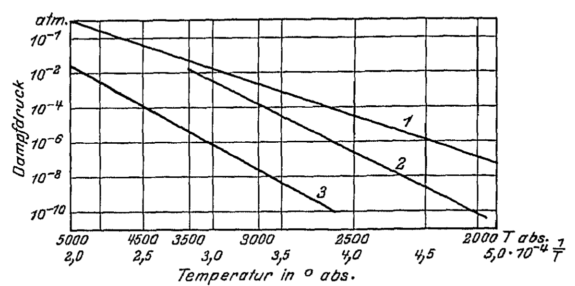


Abb. 1. Dampfdruck von Kohlenstoff und Wolfram.
Kurve 1: Dampfdruck von Kohlenstoff nach der Lichtbogenmethode.
Kurve 2: Dampfdruck von Kohlenstoff nach den Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit.
Kurve 3: Dampfdruck von Wolfram nach den Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit.

5. Mittel zur Verminderung der Schwärzung der Lampen. Ein Mittel, die durch Verdampfung und Zerstäubung entstehende Schwärzung der Glocke besonders in Vakuumlampen zu vermindern, besteht in der chemischen Bindung des Dampfes an solche Substanzen, mit denen farblose durchsichtige Reaktionsprodukte entstehen. Bei Metalldrahtlampen verwendet man hierzu Chlorverbindungen[1]) oder auch Sauerstoff abspaltende. Die Wirkungsweise solcher in der Glühlampentechnik „Getter" genannten Verbindungen hat Hamburger eingehend studiert[2]). Da der Niederschlag auf der Glocke äußerst gering ist, z. B. bei einer stark geschwärzten 25 Watt-Wolframvakuumlampe (Glockendurchmesser 7 cm) nur rund 0,002 g, genügen sehr geringe Zusätze.

6. Herabsetzung der Verdampfung. Die Verdampfung kann durch die Einführung eines indifferenten Gases in den Glühraum herabgesetzt werden. Die verdampfenden Moleküle werden dann zum großen Teil an den Gasmolekülen, die den Draht umgeben, reflektiert und auf den Draht zurückgeschleudert und so, obgleich keine Erniedrigung des Dampfdruckes stattfindet, verhindert, die Glockenwand zu erreichen; die Niederschlagsbildung wird vermindert. Langmuir[3]) wandte zuerst mit Erfolg die Füllung mit indifferenten Gasen an, und zwar benutzte er eine Füllung von Argon mit wenig Stickstoff für Lampen mit Wolframglühkörpern. Die Gasfüllung ist in ziemlich weiten Druckgrenzen bis herab zu Bruchteilen einer Atmosphäre wirksam[4]). Über die Herabsetzung der Verdampfungsgeschwindigkeit durch Einführen von indifferenten Gasen hat neuerdings Fonda[5]) Untersuchungen angestellt. Bei diesen Untersuchungen wurde die Verdampfungsgeschwindigkeit durch Bestimmung der Gewichtsverluste von Wolframdrähten, die eine gemessene Zeit in einer Atmosphäre von 86% Argon und 14% Stickstoff auf 2870° abs. erhitzt wurden, bestimmt. Der Druck des Gasgemisches wurde dabei in weiten Grenzen variiert. Der Wert der Verdampfungsgeschwindigkeit, der im Vakuum $2,3 \cdot 10^{-7} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$ betrug, sank z. B. bei einem Druck von 70 cm Hg-Säule auf $4,2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$.

Anstatt in einem indifferenten Gase könnte der Glühkörper auch in einem Gasgemisch, das bei der Betriebstemperatur im Reaktionsgleichgewicht mit dem

[1]) F. Skaupy, D.R.P. 246820 (1909).
[2]) L. Hamburger, Proc. Amsterdam Bd. 21, S. 1022. 1919.
[3]) I. Langmuir, Trans. Am. Inst. Ill. Eng. Bd. 8, S. 1895. 1913.
[4]) D.R.P. 290932.
[5]) G. R. Fonda, Phys. Rev. Bd. 31, S. 260. 1928.

der Glühlampen bewirkt jedoch, daß bei den in Betracht kommenden Materialien die Höhe der Betriebstemperatur der Glühlampe, nicht die selektiven Strahlungseigenschaften, ausschlaggebend für die Lichtausbeute ist. Ein Beispiel zeige dies. Unter den für Lichtstrahler in Betracht kommenden Metallen hat Osmium die günstigsten Strahlungseigenschaften. Bei der Betriebstemperatur der Osmiumlampe (2200° abs.) beträgt die Lichtausbeute 6,7 Lm/Watt. Wolfram hat bei gleicher Temperatur nur 5,4 Lm/Watt, kann aber weit höher erhitzt werden; ca. 100° höhere Betriebstemperatur gleicht den Unterschied aus. Bei der Betriebstemperatur (wahrer Temperatur des Leuchtkörpers) der geradfädigen luftleeren Wolframlampen (2418° abs.) ist die Lichtausbeute des Wolframs bereits 10 Lm/Watt, also schon bedeutend höher als die der Osmiumlampen.

3. Schmelzpunkte. Die für Glühlampenkörper in größerem Maßstabe benutzten Materialien haben sämtlich Schmelzpunkte über 2500° abs. Es sind dies die Metalle: Osmium (2980° abs.), Tantal (3300° abs.) und Wolfram (3660° abs.), ferner Kohle (3760° abs.) und die Nernstmasse (ca. 2850° abs.) (85% ZrO_2 + 15% YO_2).

Hohe Schmelzpunkte haben auch Molybdän, Zirkonoxyd, Hafniumoxyd[1] und Thoriumoxyd[2]), ferner die Nitride des Thoriums, Titans, Berylliums, Zirkons, Tantals und Skandiums[3]) und die Karbide des Zirkons, Vanadins, Niobs, Tantals, Molybdäns und Wolframs[4]).

Der Verwendung vieler dieser Körper steht jedoch der hohe Dampf- oder Zersetzungsdruck entgegen, einige von ihnen leiten zu schlecht.

4. Dampf- und Zersetzungsdrucke. Die gesamten Nitride und Karbide, die teilweise noch höher schmelzen als Wolfram und Kohle (z. B. ist für Tantal und Niobkarbid der Schmelzpunkt 4200° abs.), zersetzen sich schon weit unterhalb ihrer Schmelzpunkte. Auch Nernstmasse hat einen merklichen Dissoziationsdruck bei der Betriebstemperatur von 2400° abs. Das Glühen in Luft verhindert hier die Zerstörung.

Die Bestimmung des Dampfdruckes ist bei hohen Temperaturen schwierig; nur für Kohle ist der Dampfdruck nach der Lichtbogenmethode[5]) (Bestimmung der unter bestimmten Drucken erreichbaren höchsten Temperatur des positiven Kraters der Kohlebogenlampe, der Dampfdruck bei dieser Temperatur ist dann gleich dem des umgebenden Gases) gemessen worden. Nimmt man an, daß jedes die Drahtoberfläche treffende Dampfteilchen auf ihr haften bleibt und somit jedes vom Draht herkommende Dampfteilchen frisch verdampft, so läßt sich der Dampfdruck aus der Verdampfungsgeschwindigkeit nach der CLAUSIUS-CLAPEYRONschen Gleichung

$$m = p\sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}\left(\frac{g}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}\right)$$

(wo m die pro 1 cm² Oberfläche und pro sec verdampfte in g gewogene Substanzmenge, p den Dampfdruck in Dyn/cm², M das Molekulargewicht und R die Gaskonstante [8,31 · 10⁷], T die Temperatur in ° abs. bedeutet) berechnen. Für Kohle[6]) und Wolfram[2]) sind Verdampfungsgeschwindigkeiten gemessen, in Abb. 1 sind die daraus berechneten Dampfdrucke wiedergegeben.

---

[1]) F. HENNING, Naturwissensch. Bd. 13, S. 661. 1925.
[2]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 145, S. 127. 1925.
[3]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 143, S. 293. 1925.
[4]) E. FRIEDERICH u. L. SITTIG, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 144, S. 169. 1925.
[5]) H. KOHN, ZS. f. Phys. Bd. 3, S. 143. 1920; H. KOHN u. M. GUCKEL, ebenda Bd. 2[?], S. 305. 1924; E. RYSCHKEWITZ, ZS. f. Elektrochem. Bd. 31, S. 54. 1925.
[6]) Für Kohle: L. WERTENSTEIN u. H. JEDRZJEWSKI, C. R. Bd. 177, S. 316. 192[?]; Vgl. auch H. ALTERTHUM u. F. KOREF, ZS. f. Elektrochem. Bd. 31, S. 658. 1925.
[7]) Für Wolfram: H. A. JONES, J. LANGMUIR u. G. M. J. MACKAY, Phys. Rev. Bd. 3[?], S. 201. 1927.

Die Prüfung der Materialien auf ihre Brauchbarkeit als Temperaturstrahler geschieht am einfachsten durch Untersuchen ihres Verhaltens in der Glühlampe bei verschiedenen Temperaturen. Zeigt sich eine starke Schwärzung, so kann diese sowohl eine Folge des hohen Dampfdruckes als auch der Zerstäubung unter dem Einfluß elektrischer Entladung sein.

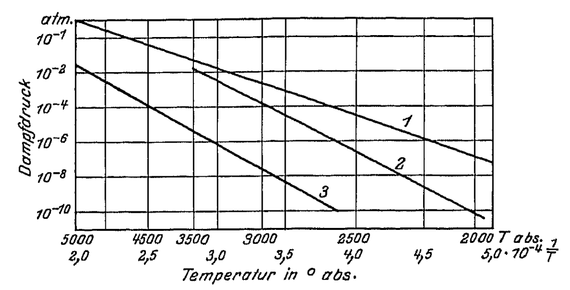


Abb. 1. Dampfdruck von Kohlenstoff und Wolfram.
Kurve 1: Dampfdruck von Kohlenstoff nach der Lichtbogenmethode.
Kurve 2: Dampfdruck von Kohlenstoff nach den Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit.
Kurve 3: Dampfdruck von Wolfram nach den Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit.

5. Mittel zur Verminderung der Schwärzung der Lampen. Ein Mittel, die durch Verdampfung und Zerstäubung entstehende Schwärzung der Glocke besonders in Vakuumlampen zu vermindern, besteht in der chemischen Bindung des Dampfes an solche Substanzen, mit denen farblose durchsichtige Reaktionsprodukte entstehen. Bei Metalldrahtlampen verwendet man hierzu Chlorverbindungen[1]) oder auch Sauerstoff abspaltende. Die Wirkungsweise solcher in der Glühlampentechnik „Getter" genannten Verbindungen hat HAMBURGER eingehend studiert[2]). Da der Niederschlag auf der Glocke äußerst gering ist, z. B. bei einer stark geschwärzten 25 Watt-Wolframvakuumlampe (Glockendurchmesser 7 cm) nur rund 0,002 g, genügen sehr geringe Zusätze.

6. Herabsetzung der Verdampfung. Die Verdampfung kann durch die Einführung eines indifferenten Gases in den Glühraum herabgesetzt werden. Die verdampfenden Moleküle werden dann zum großen Teil an den Gasmolekülen, die den Draht umgeben, reflektiert und auf den Draht zurückgeschleudert und so, obgleich keine Erniedrigung des Dampfdruckes stattfindet, verhindert, die Glockenwand zu erreichen; die Niederschlagsbildung wird vermindert. LANGMUIR[3]) wandte zuerst mit Erfolg die Füllung mit indifferenten Gasen an, und zwar benutzte er eine Füllung von Argon mit wenig Stickstoff für Lampen mit Wolframglühkörpern. Die Gasfüllung ist in ziemlich weiten Druckgrenzen bis herab zu Bruchteilen einer Atmosphäre wirksam[4]). Über die Herabsetzung der Verdampfungsgeschwindigkeit durch Einführen von indifferenten Gasen hat neuerdings FONDA[5]) Untersuchungen angestellt. Bei diesen Untersuchungen wurde die Verdampfungsgeschwindigkeit durch Bestimmung der Gewichtsverluste von Wolframdrähten, die eine gemessene Zeit in einer Atmosphäre von 86% Argon und 14% Stickstoff auf 2870° abs. erhitzt wurden, bestimmt. Der Druck des Gasgemisches wurde dabei in weiten Grenzen variiert. Der Wert der Verdampfungsgeschwindigkeit, der im Vakuum $2{,}3 \cdot 10^{-7} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$ betrug, sank z. B. bei einem Druck von 70 cm Hg-Säule auf $4{,}2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{gr}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$.

Anstatt in einem indifferenten Gase könnte der Glühkörper auch in einem Gasgemisch, das bei der Betriebstemperatur im Reaktionsgleichgewicht mit dem

---

[1]) F. SKAUPY, D.R.P. 246820 (1909).
[2]) L. HAMBURGER, Proc. Amsterdam Bd. 21, S. 1022. 1919.
[3]) I. LANGMUIR, Trans. Am. Inst. Ill. Eng. Bd. 8, S. 1895. 1913.
[4]) D.R.P. 290932.
[5]) G. R. FONDA, Phys. Rev. Bd. 31, S. 260. 1928.

Leuchtkörper steht, erhitzt werden. Vorbedingung für Anwendung solcher G gemische ist die gleichmäßige Erwärmung des Leuchtkörpers in seiner Gesar ausdehnung. Sind Temperaturunterschiede vorhanden, so ist das Reaktio gleichgewicht gestört; es findet an einer Stelle ein Aufbau und an der ande Stelle ein Abbau statt. Die Gleichmäßigkeit der Temperatur ist wegen unvermeidlichen Abkühlung an den Zuleitungen und den Leuchtkörperstütz nur durch besondere Anordnungen herstellbar. Man kann z. B. durch Qu schnittsverminderung des Glühkörpers an den Haltern einer Abkühlung e gegenwirken und den Temperaturabfall an den Zuleitungen in ein Zwisch material, das von dem Gasgemisch nicht angegriffen wird, verlegen.

Die Herabsetzung der Verdampfung durch Einbringen einer Gasatmosph wurde erst erprobt, als nur noch Wolfram- und Kohlefadenlampen hergestellt w den. Es liegen infolgedessen nur für diese beiden Materialien Versuche vor. Es leicht, ein mit Wolfram nicht reagierendes Gas rein herzustellen, z. B. Stickst oder Stickstoff-Argongemische. Bei Kohle ist die Möglichkeit der technischen H stellung gasgefüllter Lampen bisher noch nicht gegeben, da nur ganz reine Edelg oder Quecksilber in Betracht kommen. Die Reinigung der Edelgase von Sticksto beimengungen in dem Maße, daß Kohle nicht mehr angegriffen wird, ist technis schwer durchführbar, bei Quecksilberdampffüllung treten Schwierigkeiten info elektrischer Entladung im Gase bei dem niedrigen Drucke des Quecksilbers, der Brennbeginn vor endgültigem Erwärmen in der kalten Lampe herrscht, a

Die Herabsetzung der Verdampfung macht es möglich, den Glühkör höher zu erhitzen, ohne die Schwärzung zu erhöhen. Die Nutz-Brennda bleibt die gleiche. Ob die Wirtschaftlichkeit dabei erhöht wird, hängt von Größe der Energieabfuhr durch das Gas ab (vgl. Ziff. 47, Abb. 21).

7. Ableitungsverluste infolge der Gasfüllung und Verminderung derselbe Die Verluste, die durch Wärmeleitung des Gases und Konvektionsströmung in der Lampe verursacht werden, können einmal durch Wahl von Gasen gering Wärmeleitfähigkeit und dann durch spezielle Anordnungen des Leuchtsyste herabgemindert werden.

Dies letztere zeigten LANGMUIR und ORANGE[1]) zuerst anschließend an ei prinzipielle Studie über Wärmeleitung und Konvektion in Gasen bei hoh Temperaturen. Die Energieverluste bei den für Glühlampen in Betracht ko menden hohen Temperaturen können stark vermindert werden, wenn der Leuc körper eine dicke kurze Form erhält. Dies geschieht z. B. dadurch, daß m ihn in Form einer Wendel mit möglichst dickem Kern anordnet[2]). Die Grenz für die Größe dieses Kernes sind durch die Steifigkeit des Materials bei d betreffenden Temperaturen gegeben[3]).

Um den Einfluß der Gasart und der Drahtdicke zu zeigen, ist in Abb nach Versuchen von LANGMUIR[4]) die Wirkung der Wärmeleitung und Ko vektion auf die Lichtausbeute (Lm/Watt) von Wolframdrähten bei Brennte peraturen von 2445° abs. (a, b, c, d) und von 2885° abs. (a', b', c', d') in A hängigkeit von der Drahtdicke beim Brennen in Stickstoff (a, a'), Argon ($b,$ und Quecksilber (c, c') [alle von Atmosphärendruck[5])] angegeben. Die Gerad (d, d') geben die Ausbeute im Vakuum.

---

[1]) J. LANGMUIR u. J. A. ORANGE, Proc. Am. Inst. El. Eng. Bd. 32, S. 1915. 1913; D.R. 290932.

[2]) J. LANGMUIR, Phys. Rev. Bd. 34, S. 401. 1912.

[3]) Über Änderung der Selektivität durch „Strahlungsschwärzung". Siehe Kap. Ziff. 12.

[4]) J. LANGMUIR, Phys. Rev. (2), Bd. 2, S. 329. 1913.

[5]) Vgl. G. R. FONDA, „Evaporation of Tungsten under Various Pressures of Argon Phys. Rev. Bd. 31, S. 260. 1928.

Die Verminderung der Wärmeverluste durch Anordnung des Leuchtkörpers in kurzer und dicker Form (Wendel) erklärt sich nach der von LANGMUIR entwickelten Vorstellung dadurch, daß sich um den glühenden Draht eine Hülle von erhitztem Gas bildet, die z. B. bei 2400° abs. die Größenordnung von 1 mm erreicht. Durch diese Hülle hindurch erfolgt der Wärmeaustausch nur durch Wärmeleitung und Strahlung. Konvektionsströmungen setzen erst außerhalb ein. Infolgedessen sind bei Drähten, deren Dicke im Verhältnis zu der Gasschicht gering ist (z. B. 0,01 bis 0,1 mm), die Konvektionsverluste für die Längeneinheit nahezu gleich. Das Verhältnis Konvektionsverlust zur Strahlung, die der Drahtoberfläche proportional ist, fällt folglich mit wachsendem Durchmesser. Da die Konvektionsverluste annähernd mit der 1. Potenz der Temperatur, die Strahlung bei Hohlraumstrahlung mit der 4., bei Metallen etwa mit der 5. Potenz wachsen, fällt der relative Konvektionsverlust mit steigender Temperatur. Dies erklärt, weshalb erst bei den hohen Betriebstemperaturen, wie sie die Wolframlampen haben, die Anwendung der Gasfüllung zur Verbesserung der Lichtausbeute führt.

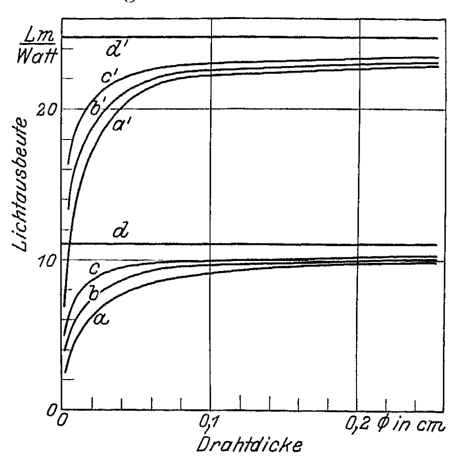


Abb. 2. Wirkung der Wärmeleitung und Konvektion von Gasen auf die Lichtausbeute von Wolframdrähten bei Temperaturen von 2445° abs. (a, b, c, d) und 2885° abs. (a', b', c', d') in Abhängigkeit von der Drahtdicke. Kurven (d, d'), Lichtausbeute im Vakuum; Kurven (a, a') in Stickstoff von 1 Atm. Druck; Kurven (b, b') in Argon von 1 Atm. Druck; Kurven (c, c') in Quecksilber von 1 Atm. Druck.

8. Mittel zur Beseitigung von Restgasen[1]. Kleine Gasmengen, die beim Pumpen zurückbleiben oder auch nachträglich aus dem Material abgegeben werden, wirken schädigend auf das Glühkörpermaterial. Neben evtl. chemischem Angriff des Fadenmaterials bewirken sie bei Vakuumlampen eine elektrische Zerstäubung des Materials, die Lampenglocke wird geschwärzt. Bei Betriebstemperaturen (2300 bis 3000° abs.) senden die Glühfäden Elektronen aus, die unter der beschleunigenden Wirkung der Betriebsspannungen (110 bis 220 Volt) die Moleküle der Restgase ionisieren. Der Druck der Restgase beträgt etwa $^1/_{5000}$ mm Hg. Die positiven Träger prallen auf den Leuchtdraht auf und bringen ihn zum Zerstäuben. In diesem Fall wirken die vorher beschriebenen „Getter"[2], wenn sie elektronegative Gase (Halogene und Sauerstoff) abspalten, ebenfalls günstig durch Verminderung der Reichweite der Elektronen.

Die Restgase in den Lampen werden meist durch Adsorption oder chemische Bindung beseitigt. Das dazu benutzte Verfahren ist von MALIGNANI zuerst erprobt und seither in der Glühlampentechnik verwandt. Es werden Phosphordämpfe in der Lampe durch Erhitzen von rotem Phosphor erzeugt. Der Phosphor wurde anfänglich in den Pumpstengel gebracht und beim Pumpprozeß, während der Glühfaden glühte, in die Lampe eingetrieben. Es bildete sich eine Glimmentladung, in deren Verlaufe die Restgase gebunden wurden. Neuerdings wird der Phosphor im allgemeinen auf die fertigen Glühlampengestelle oder auf die Leuchtkörper in genau dosierten Mengen durch Bespritzen oder durch

---

[1] Ausführliche Übersicht ist z. B. in DUSHMAN, Hochvakuum, übersetzt von R. G. BERTHOLD u. E. REIMANN, Berlin 1926, gegeben. A. MALIGNANI, D.R.P. 82076, 1895.
[2] W. R. WHITNEY, Trans. Am. Inst. El. Eng. Bd. 31, S. 921. 1912.

Tabelle 1. Zusammenstellung der phy

Material	Spannung	Licht-strom	Licht-ausbeute	Leucht-dichte	Dimensionen des Fadens		Spe fisc Gew
					Durch-messer	Länge	
	Volt	Lm	Lm/W	HK/cm²	mm	mm	
Kohle, unpräp.	220	161	—	—	0,090	260	1
Kohle, präp.	110	161	3,24	75	0,117	206	1
Metallis Kohle	110	161	—	—	0,07	206	1
Nernstmasse	110	161	5,85	335	0,4	12	5
Osmium	37	251	6,7	—	0,087	280	22
Tantal	110	161	6,28	85,8	0,0345	554	16
Wolfram, luftleer	110	161	10,0	183	0,0205	406	19
„ „	110	261	10,47	201,5	0,0287	464	19
„ gasgefüllt	110	10100	20,2	1384	0,200	919	19
„ „ (Projektion).	30	24070	26,72	2540	0,624	301	19

Tauchen in Phosphorsuspensionen aufgebracht. Der Phosphor verdam in dem Augenblick, wo der Leuchtfaden zum erstenmal geglüht wird.

Über die in der Glimmentladung zwischen Phosphor und Restg sich gehenden komplizierten Vorgänge haben CAMPBELL und Mitarbeiter reiche Untersuchungen angestellt[1]). Zur Ausbildung der Glimmentlad Spannungen von über 50 Volt nötig.

9. Glühkörpergestalt in Abhängigkeit von Leuchtdichte, Strahlun spezifischem Widerstand und Netzspannung. Bei Metallen und auch K Graphit ist der spezifische Widerstand bei hohen Temperaturen so gering Lampen mit kleinem Lichtstrom lange dünne Fäden als Glühkörper v werden müssen. Die Länge l und Durchmesser $d = 2r$ eines zylindrisch körpers, der bei der Betriebstemperatur T eine Lichtstromdichte (Lm/ eine Gesamtstrahlungsdichte S_T (Watt/cm²), einen spezifischen Wider einen Betriebswiderstand r_T und den Wattverbrauch W hat, berech für einen Lichtstrom Φ und eine Netzspannung V aus der Leuchtfläc

$$f = \frac{\Phi}{E_T} = 2\pi r l \qquad \text{und dem Wattverbrauch} \qquad W = \frac{V^2}{r_T} = f S$$

$$\frac{\Phi}{E_T} S_T = \frac{V^2}{\frac{\varrho_T l}{\pi r^2}}, \qquad r_T = \frac{\varrho_T l}{\pi r^2}.$$

Für Lampen gleichen Lichtstromes und gleicher Spannung sind bei setzung gleicher Leuchtdichte und Gesamtstrahlungsdichte die Dur der Leuchtkörper der 3. Wurzel aus dem spezifischen Widerstand di Längen der 3. Wurzel umgekehrt proportional. Wie weit die Abm bei dem gebrauchten Glühkörpermaterial schwanken, zeigt die Zus stellung in Tabelle 1.

Ein Vergleich der Extreme, Wolfram und Nernststift, zeigt, wie sich Herstellung und Aufbau eines Glühkörpers der Abmessungen eines stiftes im Vergleich zur Herstellung des Glühkörpers aus Wolframdrah ten muß.

10. Abhängigkeit einzelner Bestimmungsdaten von den Dimensi gleichem Material. Bleibt die Lichtstromdichte E_T, der spezifische Wider

[1]) Research Staff, Gen. Electr. Co., London; Phil. Mag. Bd. 40, S. 585. 192 S. 685. 1921; Bd. 42, S. 227. 1921; Bd. 43, S. 914. 1922; Bd. 48, S. 553. 1924.

Daten von Glühlampenleuchtkörpern

Spezifischer Widerstand bei 300° abs. in Mikro Ω	Spezifischer Widerstand bei Betriebstemperatur in Mikro Ω	Betriebstemperatur Grad abs.	Linearer Temperaturkoeffizient der Wärmeausdehnung 300° abs	Spezifische Wärme 300° abs. cal/g·Grad	Spezifische Wärme Betriebstemperatur cal/g·Grad	Schmelzpunkt Grad abs	Mittleres Reflexionsvermögen im sichtbaren Gebiet 300° abs	Wärmeleitfähigkeit 300° abs cal/Grad·cm·sec	Wärmeleitfähigkeit Betriebstemperatur cal/Grad·cm·sec
3300	2100	2120	—	—	—	3760	—	ca 0,300	0,0210
2400	1300	2120	—	—	—	3760	0,765		—
425	590	2200	$7{,}80 \cdot 10^{-6}$	0,096 ÷ 0,16	—	3760	—		—
∞	440000	2400	—	—	—	ca 2850	0,868	—	—
9,5	80	2273	$6{,}57 \cdot 10^{-6}$	ca 0,031	—	2980	—	—	—
14,5	87,2	2245	$6{,}55 \cdot 10^{-6}$	0,0326	> 0,0435	3300	0,459	0,130	0,20
5,6	74,3	2418	$4{,}44 \cdot 10^{-6}$	0,0338	0,0453	3660	0,446	ca. 0,38	0,343
5,6	75,1	2440	$4{,}44 \cdot 10^{-6}$	0,0338	0,0455	3660	0,446	ca. 0,38	0,349
5,6	93,6	2935	$4{,}44 \cdot 10^{-6}$	0,0338	—	3600	—	—	—
5,6	102,7	3180	$4{,}44 \cdot 10^{-6}$	0,338	—	3660	—	—	—

die Gesamtstrahlungsdichte S_φ konstant, so sind die Glühlampendaten von der Fadenlänge l und dem Durchmesser $2r$ in folgender Weise abhängig:

Wattverbrauch von $l \cdot r$,

Lichtstrom von $l \cdot r$,

Spannung von $\frac{l}{\sqrt{r}}$,

Stromstärke von $r^{\frac{3}{2}}$,

Widerstand von $\frac{l}{r^2}$.

11. Bruchfestigkeit des Materials. Glühkörper mit einem spröden Gefüge werden leicht durch Erschütterungen zerstört. Es müssen also die Gefüge der Glühkörper so ausgebildet werden, daß die Kaltbrüchigkeit und ebenso die Neigung zu Verformung bei der Betriebstemperatur gering ist. Vor allem neigen metallische Glühkörper, bei denen infolge der Rekristallisation eine kleinkristalline Struktur auftritt, bei Erschütterungen zu Bruch und im glühenden Zustande zu Formänderungen. Mangelnde Festigkeit tritt auch bei groberem Kristallkorn auf, wenn die Korngrenzen wenig gegeneinander versetzt sind und vorzugsweise senkrecht zur Drahtachse verlaufen. Untersuchungen, die vor allem am Wolfram ausgeführt wurden, führten zur Auffindung von Verfahren, erschütterungsfeste, formbeständige Gefüge herzustellen. Die Methoden sind in dem nächsten Abschnitt angegeben.

12. Verluste durch Wärmeabfuhr an Zuführungen und Halterungen. Von der Steifheit des Glühkörpers hängt die Zahl der Stützpunkte für den Glühkörper ab. Durch Wärmeableitung an den Haltern und ebenso an den Zuführungen tritt ein Mehrverbrauch an Leistung auf. Bei dünndrähtigen Wolframlampen verursacht z. B. jeder Halter eine Herabsetzung der Lichtausbeute um etwa $^1/_2$%. Die Wärmeverluste sind von der Dicke des Glühkörpers und der Wärmeleitfähigkeit abhängig. Für Wolframvakuumlampen (Wärmeleitfähigkeit bei 2440° siehe Tab. 1) ist z. B. für eine Betriebstemperatur von 2440° abs. der Abstand von den Zuführungen bis zu dem Punkt, an dem die Temperatur annähernd gleich der Höchsttemperatur ist, bei einem Durchmesser von

0,025 mm 9 mm, bei einem Durchmesser von 0,5 mm 42 mm[1]). Die \
fähigkeit der Glühkörpermaterialien ist, soweit bekannt, in Tabelle 4 (

13. Einfluß von Ungleichmäßigkeiten auf die Lebensdauer.
mäßigkeiten im Widerstand oder im Querschnitt des Glühkörpers
Temperaturunterschieden und damit zu ungleichmäßiger Abtragu
Verdampfung und schließlich zum Durchbrennen der Lampe. Sieht
mechanischen Bruch ab, so ist somit durch diese Ungleichmäßigkeit
solute Lebensdauer gegeben. Würde der Leuchtkörper nur gleichmäl
der Verdampfung abgebaut, so würde der Durchmesser des Drahtes
abnehmen. Gleichzeitig nimmt proportional dazu die strahlende Obe
Außerdem wird aber die Leistungsaufnahme bei den mit konstanter
gebrannten Lampen geringer, und zwar etwa dem Querschnitt de
proportional. Da die Verminderung der Leistungsaufnahme größer a
nahme der strahlenden Oberfläche ist, so würde demzufolge die Temp
damit die Verdampfungsgeschwindigkeit sinken. Die Lampe müßte
endlich lange leben. Über die Wirkung von Einschnürungen auf lok
hitzung sei einiges im Anschluß an die Darstellung von R. BECKER

Stellt man sich etwa vor, daß ein sehr kurzes Stück des Drahte
dünner ist als dessen Umgebung, so wird dieses infolge der höheren St
eine höhere Temperatur und damit eine etwas größere Verdampfungsges
keit besitzen. Da durch eine so minimale Einschnürung die Gesamtst
nicht merklich geändert wird, der Spannungsabfall an der Einschnüru
größer wird, wächst dort die Energiezufuhr. Durch Verdampfung nin
der Querschnitt ab, gleichzeitig auch die ausstrahlende Oberfläche.
steigert sich fortgesetzt die Temperatur T und damit die Verd
geschwindigkeit V der verjüngten Stelle. Die Abhängigkeit von V u
sich etwa durch $V = \text{konst} \cdot T^{39}$ wiedergeben. Die dünne Stelle wird
relativ kurzer Zeit völlig verdampfen und damit das Durchbrennen d
bewirken. Die endliche Lebensdauer der Glühlampen ist somit eine
Ungleichmäßigkeit des Drahtes und wesentlich bedingt durch die st
der Drahtlänge vorhandene Einschnürung. Infolge der oben ang
Labilität sind minimale, sonst kaum feststellbare Ungleichmäßigk
Drahtes ausreichend, um die beobachtete Begrenzung der Leben
erklären. So ist z. B. bei einem Draht von 0,02 mm Dicke, wie er etw
25 kerzigen 220 Voltlampe verwandt wird, eine Ungleichmäßigkeit
Größenordnung der Wellenlänge der D-Linie im Durchmesser des Drah
groß genug, um bei einer Lichtausbeute von 9 Lm/Watt (entsprechend 7
s. Ziff. 48) ein Durchbrennen der Lampe nach 1000 Stunden zu erklä

b) Herstellung und Struktur von gespritzten und gez Leuchtkörpern (Kohle und Wolfram als Beispie

14. Die Herstellungsmethoden von Glühkörpern. Zur Herste
Leuchtkörpern werden zwei Gruppen von Verfahren angewandt[3]).
ersten, nur bei Metallen anwendbaren, wird das pulverförmige Material
geschmolzen oder hochgesintert und dann durch mechanische Be
Hämmern und Ziehen, in Drahtform gebracht.

Ist diese Herstellungsweise nicht möglich, so wendet man ein
der 2. Gruppe an. Es werden chemische Verbindungen des Materials

[1]) Vgl. auch G. RIBAUD u. S. NIKITINE, Ann. de phys. Bd. 7, S. 5. 1927.
[2]) R. BECKER, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 309. 1925.
[3]) C. H. WEBER, Die elektrische Metallfadenglühlampe. Leipzig 1914, S. 100; N.
Die Fabrikation und Eigenschaften der Metalldrahtlampe. Halle 1914, S. 407.

Kohlefaden) oder Mischungen des pulverförmigen Materials mit einem Bindemittel (z. B. bei Nernstmasse, Osmium, früher und zum Teil für spezielle Zwecke auch jetzt noch bei Wolfram) geformt. Die Nebenbestandteile werden dann vor dem Einbringen des Leuchtkörpers in die Lampe durch chemische Beeinflussung und thermische Behandlung entfernt. Die Formgebung bei dieser 2. Gruppe von Verfahren geschieht, soweit es sich um lange zylindrische Leuchtkörper handelt, gewöhnlich nach dem sog. Spritzverfahren. Dabei werden die aus dem betreffenden Leuchtkörpermaterial und dem meist organischen, gelegentlich aber auch metallischen Bindemittel gebildeten Massen aus einer Düse herausgepreßt. Ein Preßzylinder ist in Abb. 3 wiedergegeben.

Die Abmessungen der im Spritzverfahren hergestellten Fäden verändern sich infolge der Austreibung des Bindemittels und Vereinigung der getrennten Pulverteile. Da die Dichte des Spritzkörpers ebenso wie die Konzentration des Bindemittels an verschiedenen Stellen häufig ungleichmäßig ist, so ist die Schrumpfung ungleichmäßig, die Fäden haben leicht einen unregelmäßigen Querschnitt.

Zur Beseitigung der Ungleichmäßigkeiten bei gespritzten Fäden kann man den Leuchtkörper in einer leicht zersetzlichen dampfförmigen Verbindung des Leuchtkörpermaterials glühen. Je nach den Versuchsbedingungen wird dann an den dünneren, heller glühenden Stellen der Faden aufgebaut, oder die dunkel glühenden Stellen des Fadens werden abgebaut. Der Faden wird egalisiert.

Bei den im Ziehverfahren hergestellten Drähten ist eine genaue Dimensionierung möglich.

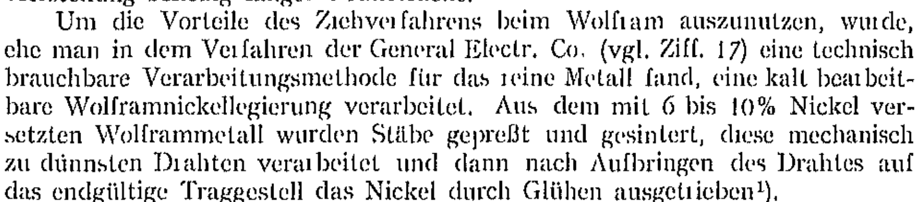


Abb. 3. Preßzylinder.

Ein weiterer Vorteil des Ziehverfahrens ist die Möglichkeit der Herstellung beliebig langer Drahtstücke.

Um die Vorteile des Ziehverfahrens beim Wolfram auszunutzen, wurde, ehe man in dem Verfahren der General Electr. Co. (vgl. Ziff. 17) eine technisch brauchbare Verarbeitungsmethode für das reine Metall fand, eine kalt bearbeitbare Wolframnickellegierung verarbeitet. Aus dem mit 6 bis 10% Nickel versetzten Wolframmetall wurden Stäbe gepreßt und gesintert, diese mechanisch zu dünnsten Drahten verarbeitet und dann nach Aufbringen des Drahtes auf das endgültige Traggestell das Nickel durch Glühen ausgetrieben[1]).

15. Strukturänderungen beim Brennen. Bei längerem Hocherhitzen verändert sich das Kristallgefüge und somit auch die Eigenschaften der Glühkörper. Es tritt Rekristallisation ein, die nach Verarmen des Glühkörpers an denjenigen Beimengungen, die einen höheren Dampfdruck haben, weiter fortschreitet. Die Form des endgültigen Kristallgefüges ist von der Art der Beimengungen und der Größe und Zahl der elastischen Verspannungen der Kristalle abhängig und somit regulierbar. Die Versuche, die Struktur zu beeinflussen, sind an Kohle und Wolfram vorgenommen und haben vor allem bei Wolfram (Ziff. 24) zu praktischen Erfolgen (Verminderung der Zerbrechlichkeit und Erhöhung der Formbeständigkeit im heißen Zustand) geführt.

16. Herstellung und Eigenschaften von Kohlefäden[2]). Das Ausgangsmaterial für den Kohlefaden ist nitrierte Zellulose, Azetylzellulose oder Viskose. Aus ihr werden lange Fäden gespritzt, die nach dem Denitrieren (im 1. Fall), Schneiden und Formen (z. B. Schleifenform) bei ca. 2000° abs. in Öfen unter einer Kohleschutzschicht verkohlt werden. Da der Kohlegehalt des Ausgangsmaterials nur etwa 5% beträgt, so tritt beim Glühen eine starke Schrumpfung

[1]) D.R.P. 211804.

[2]) C. H. WEBER, Die Kohleglühfäden für elektrische Glühlampen. Hannover 1907; Ders., Die elektrische Kohlefadenglühlampe, Hannover 1908.

ein. Der entstehende Faden ist porös, sein spezifisches Gewicht ist 1,5 Graphit hat 2,25). Der Faden besteht aus sehr feinen Graphitkristall teils durch Hohlräume, teils durch ultramikroskopische oxydische Zw schichten (Aschebestandteile) getrennt sind.

Es ist auch möglich, Graphitfäden aus Mischungen von Graph organischen und anorganischen Bindemitteln herzustellen. Die entste Fäden zeigen gegenüber den aus Zellulose hergestellten keine Vorteile; bes sind die mechanischen Eigenschaften schlecht.

Zwecks Ausgleichs kleiner Unterschiede im Querschnitt glüht m verkohlten Faden einige Sekunden in einem Kohlenwasserstoffdampf Gasolin, bei einem Druck von 20 bis 30 mm Quecksilbersäule. Es entste dem Faden eine dichte Graphitschicht; man läßt sie in einer Dicke von 5 b des Durchmessers aufwachsen.

Werden auf dünne, hochgeglühte Fäden dickere Graphitschichten geschlagen, so entstehen sehr dichte Kohlefäden. Nach HOWELL[1]) stellt ma sog. metallisierten Kohlefäden so her, daß man den Kernfaden bei 350 ausglüht, dann aufpräpariert und von neuem stark ausglüht. Beim Aufpräp sehr dünner Fäden kann man zu Graphitfäden kommen, die kalt völlig b sind[2]) (Pseudoduktilität).

Die metallisierten Kohlefaden haben durch das Hocherhitzen berei stabile Endstruktur, auch gewöhnliche Kohlefäden verändern sich m Brennzeit nur sehr wenig. Die Verzögerung der Rekristallisation bei d triebstemperatur (2100° abs.) ist so groß, daß auch nach 1000stündigem B keine durchgehende „Graphitierung" stattgefunden hat. Die eingeschlo oxydischen Aschreste (z. B. CaO) verdampfen nur sehr allmählich, die St bleibt erhalten, die Lampe bleibt äußerst stoßfest.

Die Temperaturdifferenzen, die durch die kleinen Durchmesserschwank die nach dem Egalisieren noch vorhanden sind, entstehen, sind bei den Faden nicht so groß, daß die Abtragung der dünneren Stelle stark verme (vgl. Ziff. 13). Infolgedessen wird bei Kohlefadenlampen die absolute L dauer (vgl. Kap. 17, Ziff. 17) nicht ausgenutzt; sie werden bereits vorh folge der Lichtabnahme durch die Glockenschwärzung unwirtschaftlich.

Die metallisierten Fäden haben infolge der guten Leitfähigkeit des d Materials für gleiche Lichtströme dünnere und längere Fäden. In der I müssen diese Fäden gehaltert werden; die Stoßempfindlichkeit ist größer. aber neigen die Fäden viel weniger zur Zerstäubung, so daß sie höher werden können (ca. 80 bis 90°), ohne daß die Schwärzung der Lampen zun

17. Herstellung von Wolframmetallstücken. Der hohe Schmelzpun Wolframs, verbunden mit dem Mangel an noch höher schmelzenden Mater läßt die Herstellung von Wolframstücken großer Reinheit nach den üb Schmelz- und Gießverfahren für Metalle nicht zu. Nur für Sonderzwecke w kleinere Mengen im Lichtbogen zusammengeschmolzen. Es wird meist ein rungsverfahren, das von der General Electric Co., Amerika, zuerst erprobt und mehr den keramischen Methoden ähnelt, angewandt. Man geht von dem s dunkelgrau aussehenden, durch Reduktion von Wolframsäure erhaltenen Wolframpulver, dessen Korngröße durchschnittlich etwa 2 bis 5 μ bet aus. Aus ihm werden zunächst in stählernen Preßformen Stabe gepreßt. Formstucke werden bei 1300 bis 1500° abs. vorgesintert, und zwar in elek

---

[1]) J. W. HOWELL, Trans. Am. Inst. Electr. Eng. Bd. 14, S. 27. 1897; Proc Journ. Ill. Eng. Bd. 21, S. 617. 1905. D.R.P. 194058

[2]) M. PIRANI u. W. FEHSE, ZS. f. Elektrochem. Bd. 29, S. 168. 1923.

[3]) D.R.P. 269498

geheizten Öfen in einer indifferenten oder reduzierenden Gasatmosphäre. Nach dem Sintern sehen die Wolframstücke hellgrau aus, sind noch sehr porös, leicht bruchig und haben noch keinen metallischen Klang. Um diese Wolframstücke dann vollständig dicht zu machen, werden sie bei Temperaturen über 2300° abs. nachgesintert, meist durch JOULEsche Wärme. Dazu werden die Stäbe zwischen Klemmbacken, deren eine bewegbar zum Nachgeben bei Schrumpfung angeordnet ist, eingespannt und in reduzierende oder indifferente Atmosphäre gebracht. Bei diesem Herstellungsprozeß findet ein Zusammenziehen der Preßkörper statt. Das Endstück hat nur noch ca. 60% des Volumens des gepreßten Pulverstückes. Im allgemeinen ist das so hergestellte Metall kleinkristallin; auf 1 mm² Fläche kommen nach SMITHELLS[1]) 2500 bis 5000 Kristalle.

18. Verarbeitung des Wolframmetalles zu Draht. Beim Verarbeiten des hochgesinterten Wolframmetalls, wie überhaupt von jedem rekristallisierten Wolframmetall, bei Zimmertemperatur bewirken schon geringe Verformungen das Auftreten von Spannungen, die zum Spalten oder Bruch führen. Durch die Bearbeitung bei erhöhter Temperatur wird jedoch das Kristallgefüge so geändert, daß die spätere Verarbeitung auch bei niedrigeren Temperaturen möglich wird.

Der Arbeitsgang zur Herstellung von Draht aus den Sinterstücken ist meist folgender:

Die Stäbe werden in einer Maschine mit schnell rotierenden Hämmerbacken (Gesenkhämmern), ähnlich den in der Nähnadelfabrikation verwandten Anspitzmaschinen (Abb. 4), bei Temperaturen von über 1400° abs. bearbeitet, bis der Durchmesser auf etwa 1 mm gesunken ist, dann bei etwas niedrigeren Temperaturen zuerst im Grobzug und dann im Feinzug auf immer kleinere Durchmesser gebracht.

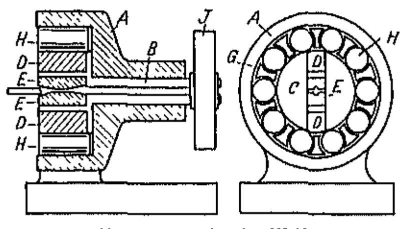
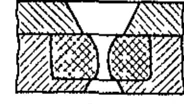


Abb. 4. Hämmermaschine für Wolfram. A Gehäuse, B Achse zum Hammerkopf, C Hämmerkopf, D Schlagbacken, E Hämmerbacken, G Rollenkäfig, H Rollen, J Schwungrad

Wegen der großen Härte des Wolframs müssen die Ziehdüsen aus einem Material bestehen, das äußerst hart und zähe ist und außerdem auch beim Erhitzen auf hohe Temperaturen eine genügende Härte besitzt, wie z. B. Wolframkarbid oder Diamant. Eine Diamantziehdüse ist in Abb. 5 abgebildet. Beim Ziehen wird ein Schmiermittel, meist ein graphithaltiges, auf den Draht aufgebracht. (Die störende Schmiermittelschicht kann später durch Glühen in einer indifferenten Gasatmosphäre wieder entfernt werden.) Bei Anwendung des beschriebenen Arbeitsganges ist es möglich, Wolframdrähte von mehreren 1000 m Länge bis herab zu Durchmessern von $^1/_{100}$ mm herzustellen. Die Zerreißfestigkeit der Drähte übertrifft die des Stahles.


Abb. 5. Diamantziehdüse

19. Andere Herstellungsmethoden für Wolframfäden. Vor Erfindung dieses Bearbeitungsverfahrens stellte man Wolframfäden durch Hochglühen gespritzter Fäden her. Als Ausgangsmasse benutzt man sehr feines Wolframpulver mit Zusatz eines organischen Bindemittels[2]). Durch Kalandern des pastenförmigen Gemisches wird für eine möglichst innige Durchmischung gesorgt. Die Masse wird dann durch feine Düsen zu langen Fäden gespritzt. Bei geeignetem Hochglühen verdampfen die Zusatzbestandteile, man erhält Draht aus reinem Wolfram. Zur Herstellung von Wolframeinkristallfäden nach dem PINTSCHschen Verfahren bilden gespritzte Fäden noch jetzt das Ausgangsmaterial.

---

[1]) COLIN J. SMITHELLS, TUNGSTEN, London 1926.

[2]) C. H. WEBER, „Die Metallfadenglühfäden." Hannover 1914.

20. Kristallgefüge des gezogenen und des rekristallisierten Wolfram Beim Hämmern und Ziehen werden die Kristalle der Wolframsinterstück plastische Verformung gestreckt. Da das Nachgeben in den Gleitebenen zugt stattfindet, entsteht beim Verarbeitungsprozeß annähernd eine richtung der Kristallachsenlage in bezug auf die Drahtachse[1]) Die Ver bewirkt außerdem ein starkes Zusammenhaften der Einzelkristalle in der Längsrichtung. Quer zum Draht ist der Zusammenhalt weit geringer zeichnet die in Abb 6 wiedergegebene Struktur als Faserstruktur. Das dieser Faserkristallstruktur g Biegebeanspruchung leicht na Drähte sind weitgehend biegsa sehr starken Deformationen split Draht oft in einzelne Fasern au

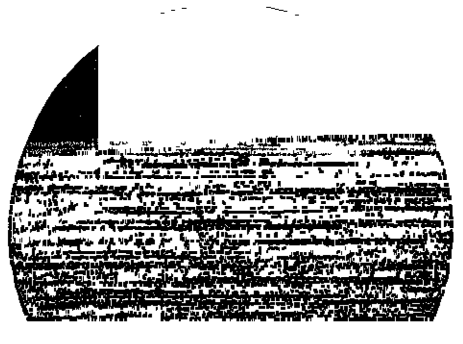


Abb 6 Wolframfaserkristalldraht mit Ziehstruktur. (Vergr 640mal)

Beim Erhitzen auf hohe ratuten rekristallisieren die aus Wolframmetall gezogenen Dräh gespritzten Fäden im allgeme kleinen Kristallen, die keine be kristallographische Orientierun Drahtachse haben.

Bei Temperaturen bis zur ist die intrakristalline Festigk Wolframkristalles größer als c sammenhalt zwischen den Einze len, im Gegensatz zu den meisten Metallen, bei denen, wie z. B. bei schon bei Zimmertemperatur b elastischer Beanspruchung Verformungen innerhalb des Einzelkristalle finden. Infolge dieser großen Gitterfestigkeit des Wolframs bewirkt eine Beanspruchung bereits ein Nac an den Korngrenzen (Stoßstelle Draht zerbricht. Bei großen Kr sind Stoßstellen, die senkrecht zur achse, also in Richtung gerings terialerstreckung liegen, besond günstig. Im glühenden Zustand schieben sich die Kristalle an Stoßstellen leicht unter dem Einf Erschütterungen, wie sie beim F mit Wechselstrom z. B. auftreten, einander und bilden sog. Verset (Abb. 7) Die Formbeständigk glühenden Zustande ist gering verzieht sich ein in Form einer gewickelter Leuchtkörper unter de fluß seines Eigengewichtes.

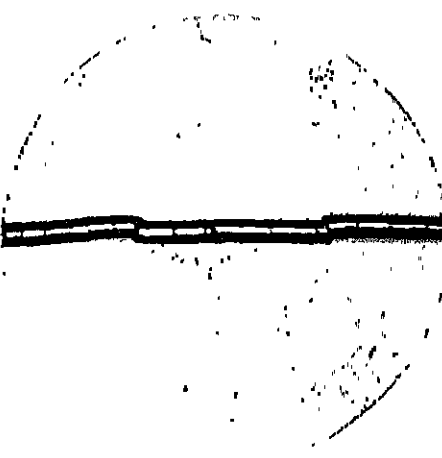


Abb 7. Wolframdraht mit Versetzungen. (Vergr. 224mal)

Damit Wolframdrähte den an körpermaterial zu stellenden Fo gen: Formbeständigkeit bei hohen Temperaturen und Bruchfestigkeit im kal stande, genügen, muß entweder die Rekristallisation verzögert werde

[1]) M. ETTISCH, M. POLANYI u. K. WEISSENBERG, ZS. f. phys. Chem. Bd. 99 1921, ZS. f. Phys. Bd. 7, S. 181. 1921.

aber der Rekristallisationsprozeß so vor sich gehen, daß ein festeres Kristallgefüge erreicht wird.

21. Mittel zur Verzögerung der Rekristallisation. Das Hinzufügen kleiner Mengen von schwer verdampfbaren und schwer zersetzlichen Oxyden, die nicht zur Verbindung mit Wolfram neigen (es kommt vor allem Thoriumoxyd in Frage), hindert die Rekristallisation. Der eigentliche Vorgang, der dieser Wirkung der Oxyde zugrunde liegt, ist noch nicht ganz geklärt, man kann aber wohl annehmen, daß es sich um eine Störung in der glatten Korngrenzenausbildung

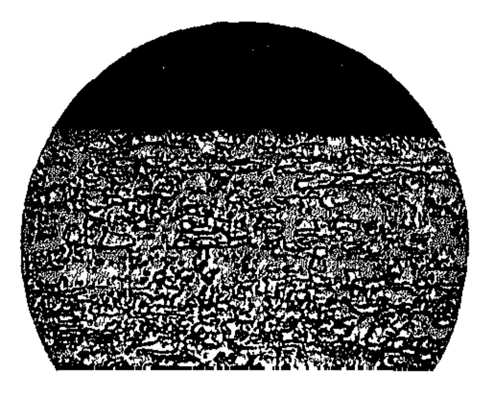


Abb. 8. Wolframdraht mit 0,75% Thoriumoxydzusatz nach 700stündigem Brennen bei ca. 2400° abs. (Vergr. 600mal.)



Abb. 9. Reiner Wolframdraht nach 700stündigem Brennen bei ca. 2400° abs. (Vergr. 600mal.)

und des Kristallauswachsens handelt. Die Abb. 8 zeigt das Gefüge eines 700 Stunden lang auf 2400° abs. erhitzten Wolframdrahtes mit Thoriumoxydzusatz und Abb. 9 im Gegensatz dazu einen gleichbehandelten Draht ohne Zusatz. Das Kristallgefüge, das der Draht mit Thoroxyd aufweist, ist fester, der Draht weniger brüchig. Bei der Herstellung von Glühlampendrähten werden deshalb häufig zu dem Wolframmetallpulver einige Zehntel Prozent Thoroxyd hinzugefügt.

22. Formbeständigere Gefüge. Bei formbeständigeren Gefügen muß entweder jede Kristallgrenze vermieden werden (Verwendung von „Einkristallen"), oder aber die Korngrenzen müssen nicht glatt, sondern verzahnt verlaufen und einen möglichst spitzen Winkel mit der Drahtachse bilden. Hierdurch entstehen dann Kristalle, die sich in der Drahtachsenrichtung erstrecken. Im Drahtquerschnitt liegen an den Stoßstellen zwei oder mehrere faserartig nebeneinander.

Die Erforschung der zur Herstellung bestimmter Gefüge einzuhaltenden Bedingungen ergab, daß die Kristallisation sowohl durch chemische Zusätze[1]) zum Metallpulver als auch durch abwechselnde mechanische und thermische Einwirkung (Erzielung günstiger Spannungszustände) auf den fertigen Draht beeinflußbar ist.

23. Einkristallfäden. In gespritzten Wolframfäden kann die Kristallisation beim Erhitzen auf sehr hohe Temperaturen in einer reduzierenden Atmosphäre so geleitet werden, daß lange Kristalle entstehen. Als Ausgangsmaterial muß ein sehr feines Wolframpulver mit richtig bemessenem Oxydzusatz gewählt werden.

[1]) Colin J. Smithells, Journ. Inst. of Met. Bd. 27, S. 107. 1922.

Das PINTSCHsche Verfahren der fortlaufenden Einkristallherstellu hierauf. Nach diesem von ORBIG und SCHALLER[1]) ausgebildeten Ve werden lange gespritzte Faden durch eine sehr heiße Zone innerhalb eines Wolframdrahtofens in reduzierender Atmosphare hindurchgezogen. Die werden dabei hocherhitzt, das Bindemittel verdampft, und das Wolfram k siert. Die Vorschubgeschwindigkeit wird so gewählt, daß sie stets un der Kristallwachstumsgeschwindigkeit bleibt. Die Wachstumsbedingung den zuerst auswachsenden Keim sind dann so günstig, daß nur ganz andere Keime im weiteren Faden ebenso günstige haben. Der fertige besteht aus einem oder wenigen Kristallen[2]). Die Stoßstellen zweier K sind spröde, die Einkristalle selbst bei störungsfreiem Wachstum biegsa

JACOBY und KOREF und gleichzeitig GOUCHER zeigten, daß es auch n ist, aus gezogenen Drähten Einkristalle herzustellen. Der Draht wird i reduzierenden Atmosphäre uber zwei zu Kontaktbacken ausgebilde führungen, die in geringem Abstande einander gegenuberstehen, gezoge durch Stromdurchgang bis ganz nahe an den Schmelzpunkt erhitzt. Auc muß die Vorschubgeschwindigkeit mit der Wachstumsgeschwindigkeit in klang stehen, wenn sich lange Kristalle bilden sollen.

Eine andere Art der Einkristallbildung wurde von KOREF und M beobachtet und in ihrer Bildungsweise verfolgt. Es sind die wendellinien ausgebildeten Wolframkristalle. Bei ihnen bleiben die Kristallachsen unabl von der Krümmung der Drahtwendel im ganzen Gebilde parallel. Man diese Kristallform, indem fertig gewickelte, aus gezogenem Wolframdrah gestellte Wendeln unter Großkristallbildung rekristallisiert werden.

24. Herstellung verzahnter Kristallgefüge. Von JACOBY und KOREF[4] den Methoden gefunden, dem gezogenen Wolframdraht beim Rekristallisier Gefüge zu geben, das au hohen Temperaturen beständig ist. Der als S draht bezeichnete Drah Kristalle, deren Erstreck Richtung der Drahtachs deutend größer als in der richtung ist und die schrä einanderstoßen. Die Ab veranschaulicht das Gefüg in gezogenem Draht die fuge bei der Rekristallisation entstehen zu lassen, muß er einer je nac Drahtbeschaffenheit (Spannungszustand, Verunreinigungsgehalt usw.) verschiedenen thermisch-mechanischen Behandlung unterworfen werden. I ein Vorglühen bei niedriger Temperatur werden die Spannungszustände d zogenen Drahtes vermindert und durch eine nachfolgende mechanische D mation in dem Gefuge von neuem an einzelnen Stellen Spannungszustande he gerufen. Diese sind dann bei erneuter thermischer Behandlung (Glühe höhere Temperaturen) die Ausgangspunkte für die Kristallbildung.

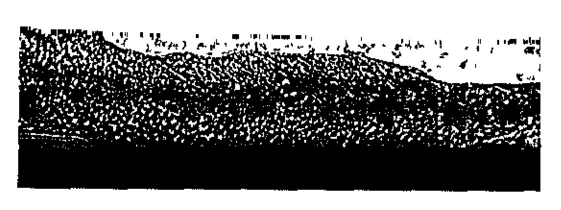


Abb. 10 Sogenannter Stapeldrahtkristall aus Wolfram. (Vergr 360 mal).

Von chemischen Zusätzen wirkt z. B. Alkali und Kieselsäure[5]) günsti die Kristallausbildung. Es werden Mengen von etwa 0,5% dem Wolfran der Verarbeitung zugefügt.

---

[1]) D R P. 291994. Vgl. auch W. BOTTGER, ZS. f. Elektrochem Bd 23, S 121.
[2]) Vgl. R. GROSS u N. BLASSMANN, N Jahrb. f Min. Beil. Bd. 42, S 728 191
[3]) D R P. 380931, siehe auch R. GROSS, F. KOREF u. K. MOERS, ZS. f Phys., B S. 317. 1924
[4]) D.R P. 371623. [5]) D.R P. 382515.

25. Physikalische Eigenschaften der Wolframdrähte verschiedener Struktur. Die Zerreißfestigkeit von spannungsfreien Einkristalldrähten beträgt bei Zimmertemperatur 108 kg/mm², bei gezogenen Drähten kleiner Durchmesser erreicht sie Höchstwerte; bei etwa 0,03 mm wurde sie z. B. zu 415 kg/mm² bestimmt[1]).

Für den Elastizitätsmodul wurden Werte zwischen 35000 und 40000 kg/mm², für den Torsionsmodul Werte zwischen 15000 und 17000 kg/mm² (höchste Werte für Einkristalldrähte) gemessen.

Der spezifische elektrische Widerstand ϱ ist für spannungsfreie Einkristalle und vollständig rekristallisierte Polykristalldrähte am kleinsten, der Temperaturkoeffizient α am größten

$$\varrho_0 = 5{,}0 \cdot 10^{-6} \text{ Ohm für den Zentimeterwürfel}$$
$$\alpha (\text{zwischen } 0 \text{ und } 100^\circ \text{ C}) = 4{,}82 \cdot 10^{-3}.$$

c) Eigenschaften der weiteren zum Aufbau von Glühlampen benutzten Materialien.

26. Einleitung: Die einzelnen Materialien und die zu erfüllenden Bedingungen. Für die Güte einer Glühlampe sind außer den Eigenschaften des Leuchtkörpers auch die der Hülle und der Teile, die den Glühkörper in seiner Lage halten sollen (Elektroden- und Glühfadenhaltermaterial) maßgebend.

Die Eigenschaften der Hülle, auf die besonderer Wert zu legen ist, sind:

1. Große Durchlässigkeit für die Lichtstrahlen.
2. Leichte Verarbeitbarkeit.
3. Wärmeausdehnungskoeffizienten, die eine luftdichte Einführung von Metalldrähten gestatten.
4. Geringe Gasabgabe bei Temperaturen, wie sie beim Brennen der Lampe auftreten.
5. Unangreifbarkeit durch Atmosphärilien.
6. Geringe Leitfähigkeit auch bei höheren Temperaturen.

Das Halter- und Elektrodenmaterial muß

1. wenig Gas abgeben,
2. ohne Form- oder Strukturänderung erhitzbar sein.

27. Die Durchlässigkeit für die Strahlung. Im allgemeinen wird eine möglichst gleichmäßige Durchlässigkeit für alle Lichtwellen gefordert. Das Glas muß farblos sein. Nur für Sonderzwecke, z. B. für Tageslichtlampen, ist eine Verschiedenheit der Durchlässigkeit für Licht verschiedener Wellenlängen erwünscht. Auch im langwelligen Strahlungsgebiet muß das Glas möglichst durchlässig sein, da sonst die Kolben zu stark erwärmt werden. Die Erwärmung des Kolbens, die z. B. bei Gläsern mit Eisengehalt auftritt, führt zur Gasabgabe (Ablösung der Wasserhaut) bei Vakuumlampen und zu einer unerwünschten Gasvorwärmung bei den gasgefüllten Lampen. Zahlenwerte für die Durchlässigkeit verschiedener für Glühlampen verwandter Gläser sind im Kapitel 17 angegeben.

28. Verarbeitbarkeit. Das Glas muß, um gut verarbeitbar zu sein, ein möglichst großes Erweichungsintervall haben. Dabei muß die Temperatur, bei der die Erweichung beginnt, einerseits höher liegen als die, bei der die Hauptmenge der Wasserhaut des Glases abgegeben wird, andererseits nicht zu hoch sein, da sonst die Verarbeitung des Glases schwierig ist.

---

[1]) Z. Jeffries, Bull. Am. Inst. Min. Met. Eng. Bd. 146, S. 575. 1919.

29. Wärmeausdehnungskoeffizient. Zwischen Zimmertemperatur Erweichungstemperatur muß der Wärmeausdehnungskoeffizient der lampenkolben benutzten Gläser mit dem der Metalle, die zur Einsch geeignet sind, übereinstimmen. Bei abnormen Ausdehnungskoeffizie z. B. bei Quarzglas, ist eine luftdichte Einschmelzung bedeutend herzustellen. Bei guten Einschmelzungen muß das Glas am Metal Dies wird z. B. bei Drahten mit Kupferüberzug durch eine chemische die während der Erhitzung beim Einquetschen zwischen Kupferoxyd un der Berührungsfläche eintritt, bewirkt (Wärmeausdehnungskoeffizienten

30. Gasabgabe. Die Oberfläche von Glas absorbiert in der sog. haut eine Menge Gas[1]). Der Dampfdruck dieser Oberflächenschich gering, die Diffusion der Gase in ihr so langsam, daß sie selbst i Vakuum bei Zimmertemperatur lange beständig ist. Steigt beim Bre Lampe die Temperatur oder treffen die vom Glühdraht ausgehenden El die Glaswände (Elektronenbombardement), so werden aus der Wasserh moleküle frei. Sie können evtl. den Glühkörper allmählich zerstören. Die Glassorten adsorbieren verschieden große Mengen Gas und geben das G verschiedenartigen Bedingungen ab. Je niedriger die Temperatur, bei Abgabe der Hauptmenge des Gases erfolgt, liegt, desto besser ist das der Wasserhaut zu befreien.

Die Bestandteile der Gasreste und ihre Wirkung auf glühenden Wolfr wurden von LANGMUIR[2]) zuerst untersucht. Es sind in den Restgase den Bestandteilen der Luft Kohlendioxyd, Wasserdampf, Wasserstoff, monoxyd und Kohlenwasserstoffe vorhanden. Auf Wolfram wirkt v Wasserdampf auch in den kleinsten Mengen schädlich. Die Wirkung ge LANGMUIR so vor sich, daß ein Kreisprozeß entsteht, der zur Abtrag Wolframs führt. An dem glühenden Faden wird der Wasserdampf zersetzt, der Sauerstoff reagiert mit dem Wolfram, das Oxyd (W_2O_5) verdampft. Der Wasserstoff dissoziiert an dem glühenden Faden und ist in der aktiven Form fähig, das an der Glaswand niedergeschlagene Wolframoxyd zu reduzieren, es bildet sich von neuem Wasserdampf. Die Gasmengen, die von Gläsern abgegeben werden, sind in Abb. 11 und 12 nach Messungen von SHERWOOD[3]) für ein Natronkalkglas und für ein Natronbleiglas wiedergeg

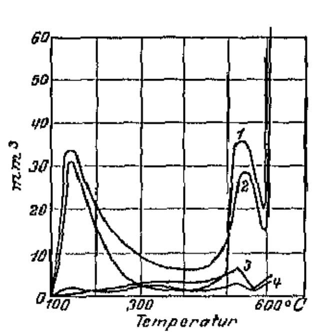


Abb. 11. Gasabgabe von Natronkalkglas. Nach SHERWOOD.

Abgegebene Gasmenge in mm³ bei Erhitzen eines Kolbens von ca. 350 cm² Fläche während 3 Stunden auf die angegebene Temperatur. 1 Gesamtmenge, 2 Abgabe von Wasserdampf, 3 Abgabe von Kohlensäure, 4 Abgabe anderer, nicht in flüssiger Luft kondensierbarer Gase.

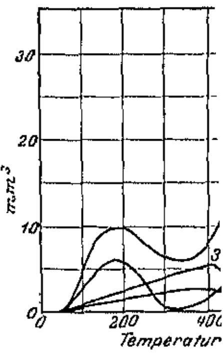


Abb. 12. Gasabgabe von Nach SHERWOOD.

Abgegebene Menge in mm hitzen eines Kolbens von Fläche während 3 Stunden schiedene Temperaturen. 1 menge, 2. Wasserdampf, dioxyd, 4 Andere nicht bei peratur der flüssigen Luf sierbare Gase.

[1]) Literatur s. z. B. ZS. f. techn. Phys. Bd. 3, S. 232. 1922 und J. J. MANLEY Phys. Soc. Bd. 36, S. 280. 1924; Bd. 37, S. 142. 1925. DUSHMAN, l. c. Anm. Ziff.

[2]) I. LANGMUIR, Trans. Amer. Inst. El. Eng. Bd. 32, S. 1921 u. ff. 1913.

[3]) R. G. SHERWOOD, Journ. Amer. Chem. Soc. Bd. 40, S. 1645. 1918, Phys. Rev. S. 448. 1918, vgl. auch J. E. SCHRADER, Phys. Rev. Bd. 13, S. 434. 1919.

[4]) Vgl. auch J. J. MANLEY, Proc. Phys. Soc. Bd. 36, S. 288. 1924, Bd. 37, S. 14

31. Elektrische Leitfähigkeit. Freiwerden von Gasen aus der Wasserhaut kann auch eine Folge elektrolytischer Stromleitung im Glase sein. Elektrisch stark beanspruchte und stark erhitzte Glasteile der Glühlampen (Haltergestell und Einschmelzungen) müssen deshalb eine geringe elektrische Leitfähigkeit besitzen. Zahlenwerte für die Leitfähigkeiten und auch den Ausdehnungskoeffizienten einiger in der Glühlampenindustrie benutzter Gläser sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2. Ausdehnung, Leitfähigkeit und Zähigkeit von Gläsern.

Glassorte	Linearer Ausdehnungskoeffizient zwischen 0 und 100° C	Spezifische Leitfähigkeit bei 300° C 1/Ohm · cm	Zähigkeit Erste sichtbare Erweichung Grad C
Bleiglas (Fußrohr) . . .	$(90-95)\cdot 10^{-7}$	ca. $500\cdot 10^{-10}$	ca. 500°
Bleifreies Kolbenglas . . .	$(90-95)\cdot 10^{-7}$	ca. $30000\cdot 10^{-10}$	ca. 595°
Hartglas (Schott 1447) . .	$(40-50)\cdot 10^{-7}$	ca. $5500\cdot 10^{-10}$	ca. 635°
Hartglas (Wolfram) . .	$(40-50)\cdot 10^{-7}$	ca. $1000\cdot 10^{-10}$	ca. 750°

32. Halter und Zuführungsmaterial. Neben Verbindungsfähigkeit mit dem Glase und der Gleichheit der Ausdehnungskoeffizienten müssen die benutzten Metalle leichte Entgasbarkeit besitzen und bei den Betriebstemperaturen keinen erheblichen Dampfdruck haben. Die Halter, die an den Berührungsstellen mit dem Glühkörper auf hohe Temperaturen erhitzt werden, dürfen nicht während der Brennzeit infolge von Rekristallisation brüchig werden.

Ferner müssen die Wärmeleitvermögen aller Teile, die mit dem Leuchtkörper in Berührung sind, möglichst gering sein. Die chemische Affinität zum Leuchtkörpermaterial soll bei den Betriebstemperaturen so klein sein, daß sich keine Legierungen bilden. Die legierten Enden des Glühkörpers könnten sonst infolge des Herabsinkens des Schmelzpunktes durchbrennen.

d) Die Kohlefadenlampe.

33. Aufbau und Typen. Der Aufbau einer Kohlefadenlampe (Abb. 13) ist äußerst einfach. An die Zuführungen wird der fertig geformte Faden mittels einer aus Graphit und Zucker bestehenden Paste gekittet, stützende Halter sind entbehrlich.

Die Kohlefadenlampen wurden früher für Lichtstärken von 1 bis 100 HK_h hergestellt. Jetzt findet man nur noch Lampen von 5 bis 50 HK_h. Außerdem werden Lampen, die mit Wasserstoff niedrigen Druckes gefüllt sind, für Heizzwecke hergestellt. Der Faden glüht in ihnen nur hellrot. Die Leistungsaufnahme der Heizlampen beträgt etwa 250 Watt. Die Lichtausbeute der Kohlefadenglühlampen liegt je nach der Lichtstärke und Spannung zwischen 3,3 Lm/W und 2,5 Lm/W.

Abb. 13. Kohlefadenlampe.

Die absolute Lebensdauer ist bei diesen Belastungen sehr groß, die Nutzbrenndauer beträgt jedoch nur 400 bis 600 Stunden. Infolge der Verdampfung und Zerstäubung des Fadens ist dann bereits die Lichtabnahme 20%, es ist dann wirtschaftlicher, die Lampe zu ersetzen.

34. Spezifischer Widerstand und Temperaturkoeffizient von Kohlefäden. Der spezifische Widerstand des unpräparierten Materials, auf 1 cm³ bezogen, beträgt $(3-4)\cdot 10^{-3}$ Ohm.

Während der Temperaturkoeffizient von reinem Graphit positiv der des gewöhnlichen Kohlefadens negativ. In der lockeren Haufwer werden sich wahrscheinlich bei Temperaturerhohung die Beruhru mehren, der Widerstand somit abnehmen. Trotz des negativen Te koeffizienten ist die Stromspannungscharakteristik[2]) positiv, d. h. mit st Strom steigert sich auch die Spannung der Lampe, so daß kein Vorsch stand zwecks Ausgleichs von Spannungsschwankungen gebraucht wird. turunterschiede, die bei Spannungsschwankungen auftreten, sind jedoc als bei einem Material mit positivem Temperaturkoeffizienten, so daß di „spannungsempfindlich" ist. Bei einer Betriebstemperatur von run abs. ändert sich für 1% Spannungsänderung die Stromstärke um 1 Leuchtdichte um 5,5% (7% für präparierte Fäden).

35. Kohlefadenlampe mit metallisierten Fäden. Der spezifisch stand dieser Drähte ist bedeutend geringer, der Temperaturkoeffizient positiv. Diese Verringerung des Widerstandes gegenüber den vorher er Kohlefäden ist so groß, daß auch im heißen Zustande trotz des positiven T turkoeffizienten die Leitfähigkeit vergrößert ist und infolgedessen gleicher Leistungsaufnahme dünnere Fäden haben müssen. Da außer Fäden höhere Betriebstemperaturen haben, ist die Steifigkeit des Leuch nicht mehr so groß, daß auf eine Halterung verzichtet werden könn Lampenkonstruktion nähert sich der der Metallfadenlampen. Die Lichta ist ca. 30% günstiger.

e) Nernstlampe.

36. Herstellung der Nernststifte. Der Nernststift besteht aus Zirk dem zur Erhöhung der Leitfähigkeit 15% Yttriumoxyd zugesetzt si Leitfähigkeit der Mischung ist bereits bei 1300° abs. so groß, daß d genügend Energie aufnimmt und zum Glühen kommt. Die Stifte wer einer mit einem organischen Bindemittel gemischten Paste der Oxyde und bei 2000° abs. unter Luftzutritt im Sauerstoffgebläseofen verglüht

37. Aufbau der Lampe. Infolge des sehr hohen spezifischen Wider (s. Tab. 1) werden für kleine Glühlampentypen bei der normalen Netzsp nur 12 bis 20 mm lange Stäbchen von 0,4 bis 0,6 mm Durchmesser (für Stromstärken Röhrchen mit entsprechendem Querschnitt) gebraucht; durfen keiner Halterung. Als Zuleitung verwendet man auf der einen Seit Platindraht, auf der anderen, um dem sehr spröden Leuchtkörper ein dehnungsmöglichkeit zu geben, ein federndes Platinbändchen oder Pla

Die Zuführungen werden mittels einer Paste aus hochgeglühter I masse mit Zirkonchloridzusatz an den Stiftenden befestigt.

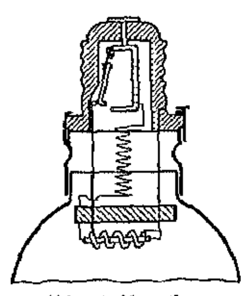


Abb. 11 Nernstlampe.

Damit der Stift in einer oxydierenden sphäre brennt, wird er mit einer mit Öffnunge sehenen Glocke umgeben. Im Vakuum würc Leuchtkörper durch die Dissoziation der Oxyd stört werden.

Da die Stromspannungscharakteristik des Nerns bei Brenntemperatur negativ ist, muß ein Vorschalt stand, der die Überspannungen aufnimmt, vorhandc Es wird ein Eisendraht in einer Wasserstoffatmo von wenigen Millimetern Hg-Druck, der im Be zustand der Lampe rot glüht, verwandt. 10 bis 15

[1]) M. PIRANI u. W. FEHSE, ZS. f. Elektrochem. Bd. 29, S. 168. 1923.
[2]) W. KAUFMANN, Phys. ZS. Bd. 4, S. 678. 1903.

zugeführten Leistung werden von ihm aufgenommen. Der Vorschaltwiderstand ist im Sockel der Lampe angebracht. Abb. 14 zeigt den Aufbau.

38. Einschaltvorgang. Damit der Stift leitend wird, ist eine Vorerhitzung auf ca. 1300° abs. nötig; sie wird durch einen Anheizwiderstand, der aus einem Stäbchen aus Porzellanmasse mit Platindrahtbewicklung besteht, bewirkt. Dieser Widerstand wird nach Einsetzen der Stromleitung im Stift durch einen im Sockel untergebrachten automatischen Ausschalter stromlos gemacht und gleichzeitig der im Sockel angebrachte Vorschaltwiderstand eingeschaltet.

39. Hergestellte Lampentypen. Die Nernstlampe wurde in den Jahren 1902 bis 1905 in Stromstärken von 0,25 bis 1,00 Amp. und für Spannungen von 100 bis 250 Volt hergestellt (A.E.G.). Für Projektionszwecke wurde eine besondere Lampe mit röhrenförmigem dickerem Leuchtkörper gebaut. Auch jetzt werden noch für Sonderzwecke, z. B. Spaltbeleuchtung, Nernstlampen hergestellt. Die Lichtausbeute der Nernstlampe beträgt 5,6 bis 6,3 Lm/Watt. Die Leuchtdichte ist, da der Nernststift fast wie ein schwarzer Körper im Sichtbaren strahlt, sehr groß. Sie übertrifft die einer Wolframvakuumlampe.

Nachteilig auf die Verbreitung der Nernstlampe wirkte die Länge der Anheizdauer (ca. 20 Sek.) und die verhältnismäßig kurze Lebensdauer von 300 bis 500 Stunden.

f) Die Osmiumlampe.

40. Herstellung des Glühkörpers und Aufbau der Lampe. Der Leuchtkörper der Osmiumlampe[1]) wurde aus reinem Osmiummetall nach dem Spritzverfahren hergestellt. Die einzelnen haarnadelförmigen Stücke des Osmiumfadens wurden mittels Thoroxydhäkchen, die an kleinen Glasfäden von innen in die Glocke eingesetzt wurden, gehaltert. Die Glocke wurde dann evakuiert. Abb. 15 zeigt die Lampe.

41. Lampentypen. Die Osmiumlampen wurden in Lichtstärken von 16 bis 32 $HK_h \cong$ 160 bis 320 Lm für Spannungen bis zu höchstens 75 Volt hergestellt (Auer-Ges.). Die Herstellung eines dünneren Drahtes für höhere Spannungen scheiterte an der leichten Zerbrechlichkeit des Materials. Bei Gleichstrom höherer Spannung wurde Serienschaltung angewendet, für Wechselstrom verwandte man Spannungswandler, die mit geringen Verlusten umformten (entwickelt von der Auergesellschaft).

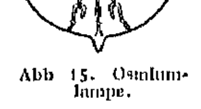
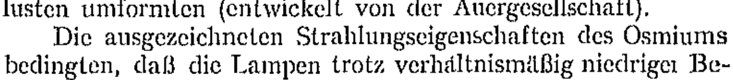


Abb. 15. Osmiumlampe.



Die ausgezeichneten Strahlungseigenschaften des Osmiums bedingten, daß die Lampen trotz verhältnismäßig niedriger Betriebstemperatur eine gute Lichtausbeute (6,7 Lm/Watt) bei einer Lebensdauer von etwa 1000 Stunden hatten. Während dieser Zeit sank der Lichtstrom nur um wenige Prozent.

g) Die Tantallampe.

42. Herstellung und Eigenschaften des Drahtes. Das Ausgangsmaterial für den gezogenen Tantaldraht bestand aus Metalltropfen von etwa 50 bis 100 g Gewicht. Diese wurden aus Tantalpulver im Vakuum mittels elektrischen Lichtbogens erschmolzen. Durch Walzen und Ziehen stellte man daraus Drähte her[2]).

Die Zerreißfestigkeit des gezogenen Tantaldrahtes beträgt etwa 90 kg/mm². Nach längerem Glühen im Vakuum ist die Festigkeit geringer, doch bleibt der

[1]) F. Blau, Elektrot. ZS. Bd. 26, S. 196. 1905.

[2]) D.R.P. 152848; W. v. Bolton, ZS. f. Elektrochem. Bd. 11, S. 45, 1905.

Draht duktil und verhält sich etwa wie weicher Eisendraht, so daß di lampen gegen Stoß und Erschütterung sehr unempfindlich waren.

43. Aufbau der Lampe. Bei Aufhangung des Drahtes in der Lam ein neues Prinzip eingeführt. Die Trageinrichtungen wurden mit dem La zusammen zum Traggestell (bestehend aus einem zentra stab mit daran befestigten Metallhaltern) vereinigt. Du Aufhängung wird bewirkt, daß selbst grobe Erschütteru Draht nicht aus seiner Lage bringen können (Abb. 16).

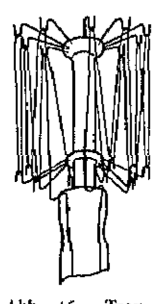


Abb. 16 Traggestell einer Tantallampe.

44. Lampentypen. Die Lichtausbeute der Tantallamp 6,28 Lm/Watt, ihre absolute Lebensdauer etwa 1000 Stu einer Nutzbrenndauer von 600 bis 800 Stunden (20% nahme). Es wurden in den Jahren 1905 bis 1907 von d Siemens & Halske Lampen von 16 bis 100 HK_h für spannungen bis 250 Volt hergestellt und eine große An Lampenarten für niedrigere Spannungen.

45. Verhalten bei Wechselstrom. Der Betrieb mit strom verkürzte die Lebensdauer der Tantallampen sel Man fand den Grund in der bei Wechselstrom anc laufenden Rekristallisation des Drahtes. Es treten einzelne Kristalla aus dem Faden heraus, sog. „Versetzungen" (s. Ziff. 20, Abb. 7) entst

h) Die Wolframlampe.

46. Aufbau der Lampe. Bei Vakuumlampen besteht der Leuc entweder aus einem glatten Draht oder aus einer Drahtwendel. Ga Lampen werden nur mit Wendeln hergestellt. I

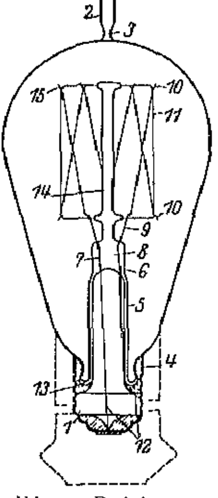


Abb. 17. Drahtlampe

1 Sockel. 2. Pumpstengel 3. Abschmelzstelle. 4. Sokkelkitt. 5 Fuß 6 Schweißstelle. 7 Dichtungsdraht. 8 Quetschung 9 Elektroden. 10 Halter. 11. Leuchtdraht. 12 Stromzuführung 13 Einschmelzstelle. 14. Stab. 15. Häkchen.

Abb. 18. Wendellampe

1 Sockel. 2. Pumpstengel. 3. Abschmelzstelle. 4 Sokkelkitt 5 Fuß 6. Schweißstelle. 7 Dichtungsdraht. 8 Quetschung 9. Elektroden 10. Halter 11. Ösen 12. Stromzuführung. 13 Einschmelzstelle. 14 Stab. 15. Wendeldraht.



Abb. 19. Doppelwendel.



Abb. 20. Sternwendel

bau im einzelnen ist fi Leuchtsystemtypen aus den und 18 zu sehen. Bei Wer ist das Leuchtsystem bedeut kürzt; die Lichtstromvertei für die meisten Beleuchtung günstiger.

Zur Verkürzung des Leuchtkörpers gibt es noch eine Anzahl Methoden, von denen die Doppelwendel (Abb. 19) und die Sternwendel[1]) (

[1]) D.R.P. 420644.

erwähnt seien. Die Sternwendel entsteht aus einem um ein schmales Band gewickelten Draht. Bei dieser Formung wird wie bei allen Deformationen der Draht zum Teil elastisch, zum Teil überelastisch beansprucht, die elastische Verformung geht beim Herausziehen des Bandes zurück, der Draht springt auf. Die umhüllende Fläche dieses Gebildes hat ein korkzieherartiges Aussehen.

47. Typen der Wolframlampe. Vakuumlampen werden für 10 bis 50 Watt, Lampen mit Gasfüllung für 25 bis 3000 Watt hergestellt. Die Vereinheitlichungsbestrebungen gehen darauf hinaus, für jede Leistungsaufnahme nur eine Type herzustellen. Die Entscheidung, ob eine luftleere oder eine gasgefüllte Lampe hergestellt wird, wird nach der Größe der Lichtausbeute bei gleicher Wattzahl gefällt und dürfte je nach der Spannung verschieden ausfallen. Für 110 Volt ist eine Belastungskurve in Abhängigkeit vom Wattverbrauch, wie sie dem augenblicklichen Stand etwa entspricht, in Abb. 21 gegeben (für 220 Volt sind die Lichtausbeuten 5 bis 15% geringer). Der Schnitt luftleere/gasgefüllte Lampe liegt bei etwa 25 bis 30 Watt. Mit Änderung der Belastungsmöglichkeit kann sich dieser Punkt verschieben.

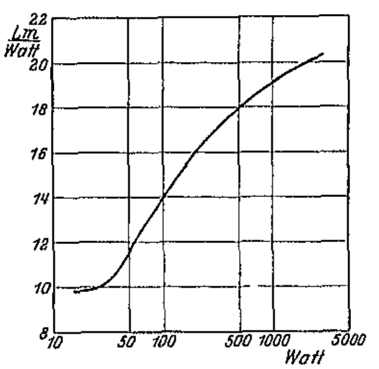


Abb. 21. Lichtausbeute in Abhängigkeit von der aufgenommenen Leistung für eine Spannung von 110 Volt.

Bei den Lampen höherer Wattzahl ist der Querschnitt des Drahtes und damit der der Wendel größer, dadurch vermindern sich die Abkühlungsverluste bei gasgefüllten Lampen (vgl. Ziff. 7). Außerdem kann der Leuchtkörper höher erhitzt werden, da die Drahtfehler bei dicken Drähten im Verhältnis zur Drahtdicke kleiner sind und somit die Überhitzung an den Fehlstellen nicht so groß ist (vgl. Ziff. 13).

48. Einfluß der Größe der Lichtausbeute auf die Eigenschaft der Wolframlampen. Ein Bild des Einflusses von Lichtausbeuteänderungen auf die

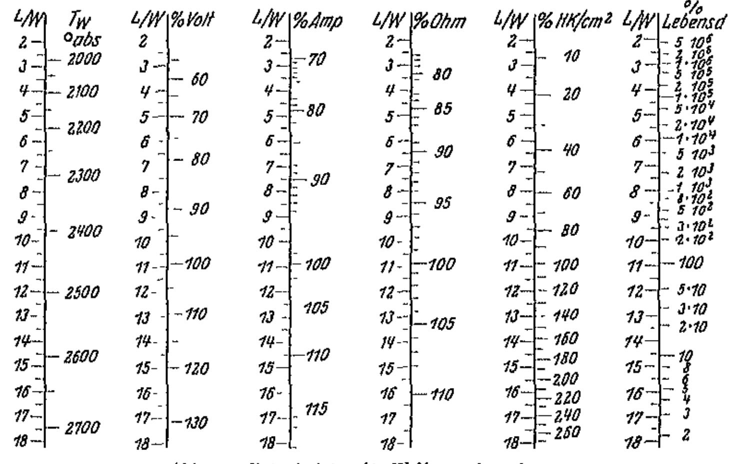


Abb. 22. Betriebsdaten für Wolframvakuumlampen.

Eigenschaften von Vakuumglühlampen geben die Doppelskalen (Abb. 22). Es sind relative Werte von Spannung, Strom, Widerstand, Leuchtdichte und Strahlungsdichte in Abhängigkeit von der Lichtausbeute angegeben. Als normale Lichtausbeute ist 10,85 Lm/Watt gewählt.

Da sich die Beziehungen bei veränderter Belastung verschieben u
dem bei gasgefullten Lampen anders sind, seien noch die Grenzen,
derer bei kleinen Abweichungen vom Mittelwert die Änderungen für al
liegen, angegeben.

bei 1 % Spannungserhohung	steigt die Stromstärke um	 0
„ 1 % „	„ „ Wattverbrauch um	 1,
„ 1 % „	„ „ Lichtstrom um	 3,
„ 1 % „	sinkt der spez. Verbrauch um	 2,
„ 1 % „	„ die Lebensdauer um	 1

i) Fabrikation der Glühlampen.

49. Allgemeines über die Fabrikation von Glühlampen. Der Entstel
und der Aufbau der Lampen werden nicht nur durch physikalische und c
sondern auch sehr erheblich durch wirtschaftliche Überlegungen l
Um billig herstellen zu können, muß erstens die Möglichkeit der A
von Maschinen zur Herstellung der Einzelteile und zur Zusammenset
selben gegeben und zweitens die Fabrikationssicherheit möglichst ;
Dies bedingt die Auflösung des Arbeitsganges in viele einfache S
eine solche Anordnung der Einzelteile, daß willkürliche und zufä
weichungen während des Fabrikationsganges ausgeschlossen sind,
außerdem die Bruchgefahr möglichst gering ist.

Als typisches Beispiel der modernen Herstellung einer gasgefüll
lampe sei die einer 40 Watt/220 Volt-Osram-Nitralampe herausgegrif

50. Das Haltergestell. Aus den eben gebrachten Überlegung
wurde im Laufe der Jahre das in der Abb. 24 abgebildete Halterge
wickelt, das den Leuchtdraht (im vorliegenden Fall eine Wendel) t
das in den bereits in der Glashütte vorbereiteten Kolben maschinell einges
wird.

Das Haltergestell wird aus dem Tellerrohr, den Zuleitungsdrähten
Glasstab hergestellt. Aus den angelieferten Glasröhren wird je ein
der mit automatischem Nachschub arbeitenden „Tellerdrehmaschine
eines rotierenden „Aufreibers" umgebörtelt und dann durch eine
vorrichtung Stücke in den gewünschten, auf der Maschine eingestellte
für das Tellerrohr abgeschnitten.

Die Zuleitungsdrähte, bestehend aus den äußeren Kupferzuleitun
inneren Konstantan- oder Nickelelektroden und den Dichtungsdrähte
Eisen-Legierung mit Kupfermantel), die den gleichen Ausdehnungskoe
wie das verwandte Glas haben, werden auf einer automatischen Schweißn
welcher die Drähte auf Rollen zugeführt werden, miteinander ver
Das Tellerrohr wird nun mit den Zuleitungsdrähten, dem Stab
Pumpröhrchen in einem Arbeitsgang auf der Fußquetschmaschine
Durch sorgfältige Auswahl der physikalischen Eigenschaften der M
(Ausdehnungskoeffizient, Erweichungsintervalle), durch richtige Dimens
und durch gute Kühlvorrichtungen wird dafür gesorgt, daß währe
Arbeitsvorgänge keine Druck- oder Zugspannungen in den Glasstücke
bleiben, da sonst bei dem späteren Einschmelzen und Pumpen Sprünge
würden. Zur Kontrolle auf Spannungen werden in zweifelhaften F
Quetschstellen in einem Polarisationsapparat untersucht.

Der fertige Fuß wird dann der Haltereinsetzmaschine zugeführt. I
Teil des Glasstabes wird durch Stichflammen erhitzt, die auf Rollen bef
Molybdändrähte von 0,1 mm ⌀ werden herangeführt, mittels eines Preß
in den Glasstab gedrückt, zugleich werden die Molybdändrähte abge

und zu Haken gebogen. Das Gestell ist nun zur Aufnahme der Leuchtwendeln vorbereitet.

51. Herstellung der Wendeln. Bei der Herstellung der Wendeln wird der gezogene Wolframdraht, im vorliegenden Fall von 0,0235 mm ø, fortlaufend auf einen Messingdraht (sog. Kerndraht) von etwa 4 mal so großem Durchmesser entweder in Abstand oder dicht gewickelt. Bei Abstandswickelung muß der Zwischenraum zwischen zwei aufeinanderfolgenden Windungen der Wendel immer genau gleich sein. Der als Steigung bezeichnete Abstand der Drahtmitten ist etwa 1,5 mal so groß wie der Drahtdurchmesser. Der Kerndraht mit der darauf gewickelten Wendel wird in der vorgeschriebenen Länge geschnitten und der Kern chemisch herausgelöst. Vor dem Wendeln wird der Draht, meist durch Hocherhitzen in einer indifferenten oder schwach reduzierenden Atmosphäre, gereinigt.

52. Weiterer Fabrikationsgang. Die Wendel und die Gestelle werden nun einer Maschinengruppe zugeführt und in „fließender Fertigung", d. h. in einem Arbeitsgang ohne dazwischenliegende Sammelstellen, weiterverarbeitet. Die Reihenfolge ist folgende:

1. Legen der Leuchtwendel in die Ösen (häufig noch Handarbeit),
2. Einpressen des Drahtes in die Elektroden mit Kaltschweißzangen (häufig Handarbeit),
3. Aufbringen des sog. Getters,
4. Einschmelzen in die Glocke, oft zugleich mit Stempelung der Glocke,
5. Auspumpen der Glocke unter Erhitzung,
6. Füllung der Glocke mit Argon, Stickstoff,
7. Abschmelzen des Pumpröhrchens,
8. Sockeln, d. h. sowohl Ankitten des Sockels als Anlöten der Zuführungen,
9. Stempeln des Sockels,
10. Verpacken der Lampen.

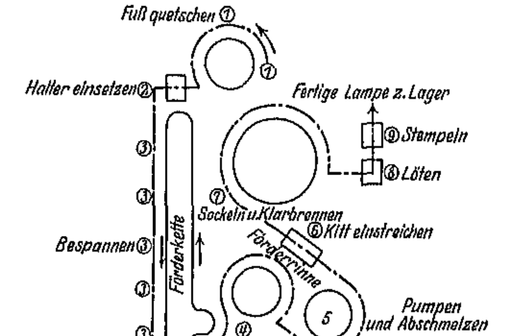


Abb. 23. Schematische Darstellung der Lampenbewegung bei fließender Fertigung von Wolframlampen.

An Material wird zugeführt in Stellung:
1: Tellerrohr, Pumprohr, Stabglas, Stromzuführung, 4: Glaskolben,
2: Molybdändraht, 6: Sockel, Sockelkitt,
3: Wolframdraht (Wendel), 8: Lötzinn,
9: Stempelsätze.

Die Abb. 23 und 24 zeigen den ganzen Arbeitsgang schematisch.

Es gibt auch schon Maschinen, die das Einsetzen der Halter, das Einlegen der Wendel, Biegen der Halter zu Ösen und das Anschweißen der Wendel in einem Arbeitsgang vornehmen. Die Verwendung jeder Maschinengruppe beschränkt sich stets auf Herstellung einer Type; die Entwicklung solcher Maschinen ist somit nur wirtschaftlich für Lampen, die in großer Anzahl hergestellt werden. Jede Umstellung auf eine noch so kleine Abweichung im Herstellungsgang ist mit großen Schwierigkeiten verknüpft. Die frühere Art der Fertigung (vorwiegend Handarbeit) ist z. B. von MÜLLER[1]) und von WEBER[2]) beschrieben.

Zur Kontrolle der Lampen werden Stichproben im Kugelphotometer daraufhin geprüft, ob bei der vorgeschriebenen Spannung die vorgeschriebene Lichtausbeute innerhalb zulässiger Grenzen vorhanden ist, auch diese Operation be-

---

[1]) l. c. Ziff. 16.

[2]) N. L. MÜLLER, Die Fabrikation und Eigenschaften der Metalldrahtlampen. Halle 1914.

ginnt man mit Hilfe von Photozellen automatisch auszuführen[1]). Bei u dem Ausfall der Stichproben erfolgt die Prüfung der ganzen Menge.

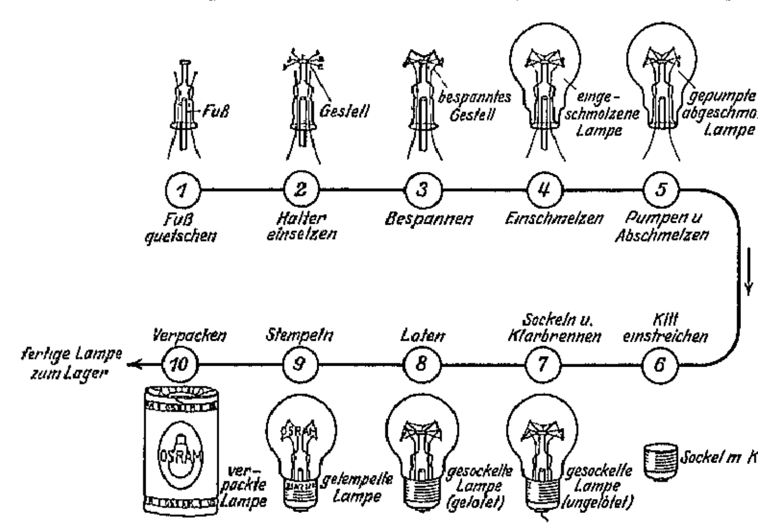


Abb. 21 Darstellung der einzelnen Arbeitsoperationen bei der fließenden Fertigung.
An Material wird zugeführt in Stellung.
1: Tellerrohr, Pumprohr, Stabglas, Stromzuführung,
2: Molybdändraht,
3: Wolframwendeln,
4: Glaskolben,
6: Sockel, Sockelkitt,
8: Lötzinn,
9: Stempellitze,
10: Packmaterial

k) Qualitätsprüfung an Wolframlampen.

53. Ursachen der Qualitätsverschiedenheit. Die Herstellung der lampen in fließender Fertigung ergibt eine größere Gleichmäßigkeit sich sehr komplizierten Gegenstandes, als sie durch Handarbeit jem werden kann. Schwankungen der Qualität kommen dennoch sowe Ungleichmäßigkeit bei der maschinellen Herstellung, wie vor allem d gleichmäßigkeit des verarbeiteten Materials zustande. Einiges über die schwankungen sei aufgeführt.

Im Leuchtdraht sind sehr viele kleine statistisch verteilte Fehler v die den elektrischen Widerstand ändern. Zum Teil sind es sehr gerin messerschwankungen, die vielleicht auf einer von der Orientierung der Kristalle im Draht abhängenden Verformung beim Ziehprozeß beru auch auf kleinen Unterschieden in der Verteilung der gewünschten Beim oder unvermeidlichen Verunreinigungen im Metalle.

Bei der Herstellung der Wendelleuchtkörper treten Schwankunger und der Steigung auf.

Die Molybdändrähte, die von der Maschine zu Traghaken geb gerichtet werden, besitzen nicht auf beliebige Länge genau gleiche Eigenschaften, so daß also die Halterspannung an verschiedenen St Lampe oder in verschiedenen Lampen gleicher Art etwas variiert. Di bei glattfädigen Vakuumlampen verschiedene Beanspruchung des Leuc durch Halterzug.

Die auf die Wendeln oder Drähte aufgebrachte „Gettermenge" um ein statistisches Mittel.

---

[1]) N. R. CAMPBELL u. E. G. NEW, Journ. of Scient. Instr. Bd 3, S 2, 38

Die Wasserhaut der Lampenglocke ist bei jeder Glocke je nach Vorbehandlung und Lagerzeit individuell ein wenig verschieden.

Die Pumpe und der Gasfüllapparat arbeiten nur mit einer durchschnittlichen Gleichmäßigkeit.

Beim Abschmelzen wird je nach der Dicke und Länge der abgeschmolzenen Glasspitze eine etwas verschiedene Gasmenge frei.

54. Folgen der Verschiedenheit. Viele dieser Schwankungen werden sich in der gleichen Richtung auswirken, nämlich indem sie die Lebensdauer der Lampen verändern. Andere Schwankungen, wie z. B. Verschiedenheiten der Elastizität des Leuchtdrahtes an verschiedenen Stellen und kleine Abweichungen in der Härte, veranlassen Querschnittsänderungen oder -deformationen des Drahtes. Lampen mit Leuchtkörpern aus solchem Draht fallen ungenau aus in bezug auf Stromstärke, Spannung und Lichtstrom bei der normalen Betriebstemperatur; denn infolge der Änderung des Verhältnisses Querschnitt zu Oberfläche wird das Gleichgewicht zwischen Abstrahlung und Zufuhr bei einer anderen Temperatur erreicht, die Lichtausbeute ändert sich infolgedessen. Ungleicher Ausfall beruht auch oft auf Steigungsschwankungen bei wendelförmigen Glühkörpern.

55. Die Bedingungen für eine auswertbare Prüfung der Lampe. Die Lichtausbeute sowohl als die Lebensdauer von Glühlampen bei gegebener Spannung sind also wie die Eigenschaften eines Kollektivgegenstandes zu betrachten, die gewissen Schwankungen unterworfen sind. Will man daher über die Lichtausbeute oder die Lebensdauer eine bindende Aussage machen, wie es bei den vom Verbraucher aufgestellten „Abnahmebedingungen" verlangt wird, so müssen die Eigenschaften, über die etwas ausgesagt werden soll, nach den für Kollektivgegenstände üblichen statistischen Methoden untersucht und bewertet werden. Dieser Gesichtspunkt darf bei der Bewertung von Meßergebnissen, die der Prüfung einer geringen Zahl von Exemplaren entstammen, niemals außer acht gelassen werden.

Die wichtigste Prüfung an der Glühlampe, die der Lebensdauer, kann nur unter Zerstörung des geprüften Einzelgegenstandes vorgenommen werden. Es muß folglich diese Prüfung zur laufenden Kontrolle der Fabrikation an Hand von Stichproben vorgenommen werden. Die Eigenschaft, die man wissen will, muß also aus dem Verhalten einiger bei der Prüfung vernichteten Exemplare des gleichen Erzeugnisses erschlossen werden.

Um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, muß die Entnahme der Stichproben so erfolgen, daß sie dem Mittelwert der Gesamtmenge entsprechen, ferner muß die Anzahl der entnommenen Probeexemplare so groß sein, daß trotz der statistischen Streuung der betreffenden Eigenschaft eine eindeutige Aussage zu machen ist. Da die Prüfungskosten den Preis des Kollektivgegenstandes erhöhen, wird man andererseits bestrebt sein, nur eine Mindestzahl zu prüfen. Die statistische Streuung, die für diese Zahl maßgebend ist, wird je nach der Zuverlässigkeit und Stetigkeit der Fabrikation schwanken[1]).

56. Umfang der Lebensdauerprüfstation. Die Praxis großer Glühlampenfabriken Deutschlands und des Auslandes hat ergeben, daß es z. B. bei einer Fabrikationsmenge von 100 Millionen Lampen pro Jahr, die sich in der Hauptsache etwa aus 25 Normaltypen und etwa der 5- bis 10fachen Anzahl von Sondertypen zusammensetzen, notwendig ist, $^1/_2$ bis $1\,^0/_{00}$ des Fabrikates laufend zu untersuchen.

Bei einer Lebensdauer der Lampen von durchschnittlich 1000 Stunden ist eine Prüfstation für mindestens 6000 Lampen notwendig, die mit einem Kraft-

[1]) R. BECKER, H. PLAUT u. I. RUNGE, Anwendungen der mathematischen Statistik auf Probleme der Massenfabrikation. Berlin 1927.

bedarf von rund 250 kW arbeitet. Meist prüft man mit Wechselstr
dann verschiedene Spannungen leichter herstellbar sind, und Wechsel
der Praxis meist verwendet wird. Hinzu kommt, daß die Lampen
Lichtausbeute bei Benutzung von Wechselstrom schärfer beansprucht
(vgl. Kap. 17, Ziff. 19). Die Spannung der Erzeugermaschine muß genau
gehalten werden. Man benutzt die modernen automatischen Reg
(TYRILL, BROWN-BOVERY), mit denen bei sorgfältiger Wartung die S
bis auf $\pm\,{}^1/_4\%$ regulierbar ist.

Zur Erzielung der verschiedenen praktisch vorkommenden Spa
wird die Spannung der Erzeugermaschine (im allgemeinen 220 Volt)
Transformatoren zugeführt, deren Sekundarspannung von 1 zu 1 Volt
werden kann. Diese Transformatoren haben Bereiche von etwa 10 Volt. Ihr
därseiten können in Hintereinanderschaltung und Gegenschaltung mit der
spannung verwendet werden und gestatten, diese um einen geringen Betra
ändern. Außerdem sind zur Erzielung größerer Veränderungen noch große T
matoren vorgesehen, welche andere übliche Spannungen 110, 160 Volt usw

Es ist klar, daß die ganze Anlage angesichts der hohen in Wärme umg
Leistung sehr gut ventiliert sein muß, damit die Lampen nicht un
normalen Temperaturbedingungen geprüft werden, und daß aus Sich
gründen sowohl elektrisch als auch wärmetechnisch weitgehende V
maßregeln im Aufbau der Anlage beachtet sein müssen. Außerdem
die Prüflampen während der Brennzeit vor Vibrationen geschützt sein.

57. Einfluß der Spannungsschwankung auf die Lebensdauer. Di
stanthaltung der Spannung ist von so großer Wichtigkeit, weil die Lebe
einer Vakuumlampe umgekehrt der 13. Potenz der Spannung proportio
z. B. bewirkt eine durchschnittliche Überspannung von 5%, daß die Lebe
auf die Hälfte sinkt. Eine entsprechende Unterspannung verdoppelt die
dauer. Da der mittlere Fehler des Mittelwertes der Lebensdauer einer L
menge erfahrungsgemäß nur etwa $\pm$ 5% beträgt, so muß man also
sein, bei wiederholten Prüfungen an Serien derselben Lampenmenge (z. B.
zu 10 bis 20 Lampen) die Spannung so genau zu halten, daß die durch Spa
schwankungen bedingten Fehler wesentlich kleiner werden.

58. Gang der Prüfung auf Lebensdauer und Gleichmäßigkeit.
Fabrikation entnommenen Lampen werden zunächst nach kurzer A
z. B. 30 Minuten mit 10% Überspannung, photometriert. Hierfür wird
sondere elektrische Einrichtung benötigt, da eine Spannungsschwanku
$\pm{}^1/_4\%$ während der Messung beim Photometrieren schon störend wäre. Ma
tet mit einer Akkumulatorenbatterie; die Meßinstrumente sind dauern
Kontrolle von Kompensationsapparaten zu halten, bzw. es ist an den Photo
plätzen selbst zu kompensieren.

Während früher häufig auf der Photometerbank in einer Richtun
rotierend gemessen wurde, stellt man heute fast nur noch den Gesamtlich
in der ULBRICHTschen Kugel fest.

Nach der Photometrierung beginnt die Lebensdauerprüfung. Die P
wird entweder bei der Spannung, für die die Lampen bestimmt sind, o
der Lichtausbeute, für die sie gebaut sind, oder zwecks Abkürzung des Ve
mit Überbelastung vorgenommen.

In diesem letzteren Falle muß für jede Lampentype die Abhängigk
Lebensdauer von der Spannung bekannt sein. Im allgemeinen gilt für Va
lampen das Gesetz:

$$\left(\frac{\text{Lebensdauer 1}}{\text{Lebensdauer 2}}\right) = \left(\frac{\text{Spannung 2}}{\text{Spannung 1}}\right)^{13} \quad \text{und} \quad \frac{\text{Lebensdauer 1}}{\text{Lebensdauer 2}} = \left(\frac{\text{Lichtausbeu}}{\text{Lichtausbeu}}\right.$$

Die Lampen werden dann während der Brenndauer jeweils in Abständen von einigen hundert Stunden photometriert. Außerdem werden sie, um den praktischen Verhältnissen naheizukommen, jeden Tag eine Viertelstunde lang (bis zum völligen Erkalten) ausgeschaltet. Die Ergebnisse der Lebensdauerprüfung jeder einzelnen Lampe, wie auch die Spannung, Stromstärke, Lichtstrom bzw. Lichtstärke und Lichtausbeute und ihre zeitlichen Änderungen werden auf Begleitkarten notiert.

59. Auswertung der Ergebnisse. Sind alle Lampen der Serie totgebrannt, so wird aus den Daten der Mittelwert der Lebensdauer ermittelt. Ebenso wird die Streuung um den Mittelwert festgestellt und diese Werte von einer größeren Zahl von Exemplaren zu Streuungsdiagrammen vereinigt.

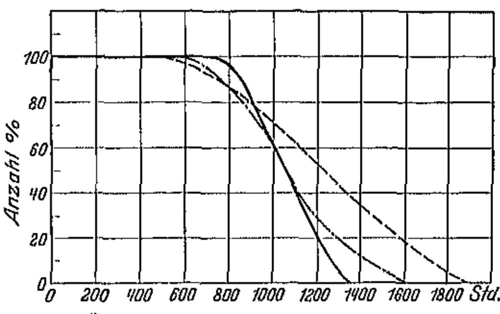


Abb. 25. Überlebendenkurven für Prüfungen von 3 Lampensorten, die derselben Fabrikationsperiode angehören.

Weiter dienen die Ergebnisse zur Aufstellung der „Überlebendenkurve" von jedem Versuch und von den Mittelwerten einer größeren Anzahl von Versuchen der gleichen Type. Abb. 25 zeigt einige solcher Überlebendenkurven. Aus ihnen ist der Prozentsatz der zu jeder Zeit noch vorhandenen Lampen feststellbar. Die Steilheit dieser Kurven gibt ein gewisses Maß für die Gleichmäßigkeit des Fabrikates. Je größer die Steilheit, um so näher liegt die Qualität jedes einzelnen Gegenstandes dem Mittelwert des Kollektives. Abb. 26 zeigt die Überlebendenkurve, die aus 6 Versuchsserien von je 10 Lampen der Type 25 Watt/110 Volt (Zeitraum der Prüfung $^1/_2$ Jahr) gewonnen wurde. Man sieht, im Vergleich mit den Kurven Abb. 25, daß die Streuung bei einer größeren Periode etwas größer ist als bei einem einzelnen Versuch.

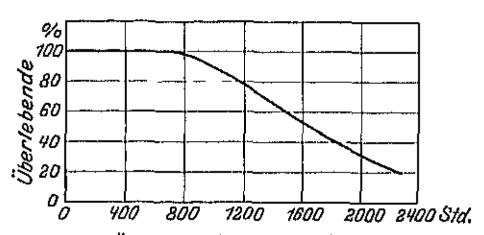


Abb. 26 Überlebendenkurve für die Lampentype 25 Watt/110 Volt während einer Halbjahresperiode

60. Weitere Feststellung an den ausgebrannten Lampenproben. Außer mittlerer Lebensdauer und Streuung soll der Brenndauerversuch auch ein Bild über die Ursache des Ausbrennens der Lampen geben. Die Todesursache der Lampe wird deshalb festgestellt und im Protokoll durch ein besonderes Zeichen vermerkt. Jedes Zeichen umfaßt eine besondere Gruppe von Todesursachen. Die am häufigsten vorkommende Todesursache ist das Durchbrennen des Fadens.

61. Prüfung der Gleichmäßigkeit in bezug auf die Lichtausbeute. Außer der Lebensdauerprüfung müssen auch „Ausfallprüfungen" gemacht werden, d. h. es muß festgestellt werden, wie stark die Lichtausbeute bei der Spannung, für die die Lampensorte hergestellt ist, schwankt. Meist gibt man zur Kennzeichnung die Spannungsschwankung für die genormte Lichtausbeute an. Diese Prüfung kann, da die Lampen dabei nicht zerstört werden, an einer wesentlich größeren Anzahl von Exemplaren gemacht werden. Abb. 27 zeigt das Ergebnis einer Ausfallprüfung an 40 Watt/110 Volt-Lampen für ein Halbjahr. Man sieht, daß die Lampen durchschnittlich auf die Spannung „gefallen" sind, für welche sie vorgesehen waren, und daß die maximalen Abweichungen, die aber nur in

geringer Zahl vorhanden sind, ±5% betragen. Die verschiedenen Zeichen auf dem „Häufigkeitsfeld", welches einer GAUSSschen Streuungskurve sehr nahekommt, bedeuten, daß es sich um verschiedene Fabrikationsmengen handelt. Am Rande der Abb. 27 ist angegeben, aus welcher Zeit diese Fabrikationsmengen stammen. Berechnet man aus dieser Ausfallprüfung, wieviel Stunden die Lampen voraussichtlich halten werden, so sieht man, daß die äußersten Ausläufer auf dem Häufigkeitsfeld etwa 750 Stunden und 1500 Stunden brennen werden.

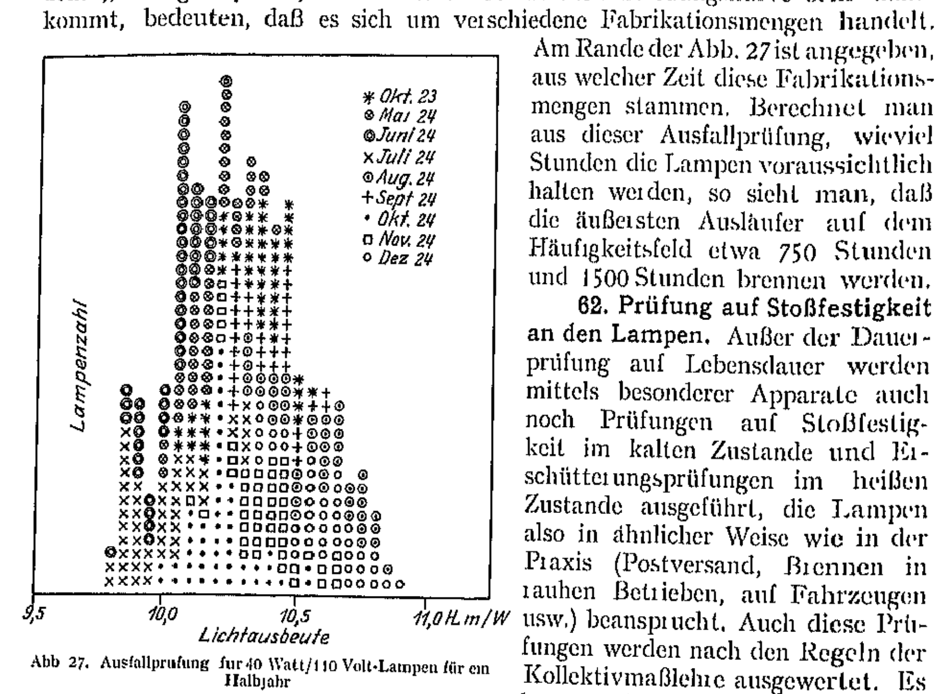


Abb. 27. Ausfallprüfung für 40 Watt/110 Volt-Lampen für ein Halbjahr

62. Prüfung auf Stoßfestigkeit an den Lampen. Außer der Dauerprüfung auf Lebensdauer werden mittels besonderer Apparate auch noch Prüfungen auf Stoßfestigkeit im kalten Zustande und Erschütterungsprüfungen im heißen Zustande ausgeführt, die Lampen also in ähnlicher Weise wie in der Praxis (Postversand, Brennen in rauhen Betrieben, auf Fahrzeugen usw.) beansprucht. Auch diese Prüfungen werden nach den Regeln der Kollektivmaßlehre ausgewertet. Es kommt hier außer den Streuungsmaßen vor allen Dingen die „Korrelation" in Betracht, da es ja notwendig ist, aus dem Verhalten der Lampen auf dem Apparate auf das bei den verschiedenen Erschütterungen, denen sie evtl. später ausgesetzt sind, zu schließen.

Kapitel 15.

Gasentladungs- und Bogenlampen.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 20 Abbildungen.

a) Einleitung.

1. Unterteilung des Gebietes. Bei der elektrischen Entladung zwischen Elektroden, die durch eine Gasstrecke getrennt sind, kann entweder die Lumineszenzstrahlung des Gases im negativen Glimmlicht, in der positiven Säule (Glimmentladung oder Gaslichtbogen) oder zusätzlich resp. allein die Temperaturstrahlung der bei der Bogenentladung hocherhitzten Elektroden zu Lichterzeugung ausgenutzt werden.

Demgemäß kann man die technisch durchgebildeten Entladungslampen wie folgt unterteilen:

1. Ausnutzung des negativen Glimmlichtes.
2. Strahlung der positiven Säule,
   a) bei Glimmentladung,
   b) bei Bogenentladung (Lichtbogen).
3. Vorwiegend reine Elektrodenstrahlung. Hauptlichterzeugung durch Temperaturstrahlung der Elektroden.
4. Lichtbogen- und Elektrodentemperaturstrahlung.

Während Elektroden- und Lichtbogenlampen als große Lichteinheiten vielfach Verwendung zu Beleuchtungszwecken finden, und ferner überall dort, wo es auf große Leuchtdichte ankommt (z. B. Projektion, Scheinwerfer), gebraucht werden, sind Glimmlampen nur für Sonderzwecke im Gebrauch. Bei der Kompliziertheit der Vorgänge in den Gasentladungsröhren ist es schwer, die Forderungen, die an Lichtquellen für Raumbeleuchtungen gestellt werden: 1. weißes Licht, 2. Anpassung an Stromart und Spannung ohne zusätzliche Apparate und 3. Herstellung kleiner Lichteinheiten — bei Glimmentladungen zu erfüllen.

Auch die großen Glimmlichteinheiten für Beleuchtung, wie sie im Moorelicht vorliegen, sind verhältnismäßig wenig im Gebrauch.

Die Vorgänge in der Gasstrecke sind bei Glimm- wie Bogenentladung die gleichen, der Unterschied beruht in der Erzeugungsart der Elektronen an der Kathode. Bei Glimmentladung werden die Elektronen durch den Anprall positiver Träger, die durch das große Potentialgefälle an der Kathode (Kathodenfall) stark beschleunigt sind und stoßionisieren, entweder dicht an der Kathodenfläche oder in derselben gebildet. Bei der Bogenentladung (starke Ströme) ist die Zahl der auftreffenden ionisierten Moleküle so groß, daß die Kathode durch den Aufprall stark erhitzt wird und leichter Elektronen abgibt. Der

Kathodenfall sinkt und erreicht bei den Bogenlampen Werte weit unterh des Anodenfalles.

2. Lichterzeugung und Lichtausbeute. Die Vorgänge, die bei der G entladung zur Lichterzeugung führen, sind in den Kapiteln 8 und 9 und Band XIV besprochen.

Die Farbe der Entladungserscheinungen kann durch Änderung der Str dichte verändert werden. Elektronen größerer Geschwindigkeit erregen Spekt höherer Ordnung. Es treten im allgemeinen deshalb bei Vergrößerung Elektronengeschwindigkeit mehr Linien auf, und es findet eine Verschieb der Farbe nach dem kurzwelligen Gebiet statt[1]).

Die Lichtausbeute der Lumineszenzstrahlung der Glimmentladung und Lichtbogens hängt wesentlich von der Lage der emittierten Linien und Banc ab. Sie ist um so besser, je mehr Linien in dem physiologisch stark wirksan Gebiete liegen (s. Kap. 1, Ziff. 16).

Im allgemeinen ist der Prozentsatz der Energie, der zur Lichterzeugu verwandt werden kann, in der positiven Säule größer als im negativen Glimmlic

Theoretisch kann man als ideale Lichterzeugung, bei der nahezu die ga aufgenommene Leistung in Licht umgesetzt wird, eine Gasentladung anseh bei der Zusammenstöße nur zwischen Elektronen und neutralen Gasatom z. B. reinen Natriumatomen, stattfinden und die Elektronen entweder elasti reflektiert werden oder der Stoß zur Anregung des Gasatomes führt (Ausstrahlu der Hauptserien)[2, 3, 4]).

Bei hohen Drucken (bei Edelgasen genügt schon 1 mm Hg-Säule) werc die Elektronen zum Teil nicht mehr elastisch reflektiert [evtl. Bildung von M ionen, wie SKAUPY[5]) festgestellt hat]. Ebenso wirken Zusätze von Gasen höhe Elektronenaffinität (schädliche Wirkung von Verunreinigungen). Die Ener der Elektronen wird dann teilweise zur Erzeugung translatorischer Energie d Gasatome (Wärmebewegung) verbraucht. Bei hoher Energiedichte in der G masse und geringer Abkühlung (hohes Temperaturgefälle senkrecht zur Ac der Entladungsbahn) kann das Gas so hoch erhitzt werden, daß ein Teil d Wärmestrahlung im sichtbaren Gebiet liegt. Diese Anschauung ist für Meta dämpfe sichergestellt, für reine Edelgase wahrscheinlich[4]).

Die Vorgänge in der Entladung werden außerdem durch den Einfluß d Entladungsgefäßform noch verändert.

b) Glimmentladung[6]) mit Ausnutzung des negativen Glimmlichtes.

3. Besonders bemerkenswerte Eigenschaften der Glimmentladung. Lich quellen, bei denen das negative Glimmlicht ausgenutzt wird, haben einen kleinen Lichtstrom, um für Allgemeinbeleuchtung Bedeutung zu haben. Il geringe Leistungsaufnahme bringt andererseits die Verwendung für stän eingeschaltete Notbeleuchtung, Zeichenbeleuchtung u. a. m. mit sich.

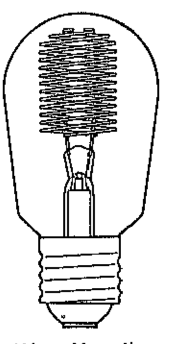
Andere wichtige Eigenschaften, die die Glimmlampe für physikalisc Untersuchungen geeignet machen, sind: die Art des Spektrums, trägheitsfrei Einsetzen der Entladung (Verwendung z. B. beim Stroboskop), Besonderh

[1]) P. G. NUTTING u. L. B. TUKMAN, Bull. Bur. of Stand. Bd. 7, S 49 1911
[2]) J. FRANCK u. G. HERTZ, Phys. ZS. Bd. 20, S. 132. 1919.
[3]) H. J. VAN DER BIJL, Phys. Rev. Bd. 10, S. 546. 1917.
[4]) F. SCHRÖTER, ZS. f. techn. Phys. Bd 1, S. 109 u 149. 1920
[5]) F. SKAUPY, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 19, S. 265. 1917.
[6]) Über den Mechanismus der Glimmentladung vgl. A. GÜNTHERSCHULZE, ZS f. tec Phys. Bd. 6, S. 446. 1925.

des inneren Widerstandes, der vom Entladungsstrom abhängig ist, Vorhandensein kritischer Werte — Zündspannung, Abreißspannung; Polarität des Stromdurchganges.

Es sind für die angeführten Zwecke außer den einfachen, fabrikatorisch in großer Zahl angefertigten Neonglimmlampen, die vor allem zu besonderen Beleuchtungen benutzt werden, noch eine Menge Einzelglimmentladungslampen hergestellt worden, von denen einige mit besonderen Konstruktionsideen hier angeführt werden.

4. Neonglimmlampe. Da die reinen Edelgase äußerst geringe Minimumpotentiale haben, lassen sich Glimmlampen für die üblichen Spannungen herstellen. Es wird das negative Glimmlicht[1]) zur Lichterzeugung verwertet. Mit einem Gemisch von ca. 75% Neon und ca. 25% Helium von ca. 15 mm Hg-Säule läßt sich für die gegebenen Netzspannungen die beste Lichtwirkung erzielen. Die Gaszusammensetzung des nie vollständig reinen Edelgasgemisches variiert mit der Gebrauchsspannung (110 oder 220 Volt). Das Licht der sog. Neonglimmlampen ist rötlich bis gelblich gefärbt und zeigt das charakteristische Neonspektrum sowie die hauptsächlichsten Heliumlinien.


Abb. 1 Neonglimmlampe.

Eine typische Form der Neonglimmlampe (Osram) ist in Abb. 1 gegeben. Die Elektroden, die aus wendelförmig gewickeltem Eisendraht von ca. 1 mm Durchmesser bestehen, greifen ineinander. Der Abstand beträgt etwa 2 mm. Der Leuchtkörper hat die Form eines Bienenkorbes. Die Gesamtelektrodenoberfläche beträgt je etwa 12 cm². Die Wendeln bei Lampen für 110 Volt Netzspannung sind zwecks Erniedrigung des Minimumpotentials mit einer leicht zersetzlichen Barium-Stickstoffverbindung bestrichen[2]). Im Fußröhrchen der Lampen (auf der Sockelseite) befindet sich ein Vorschaltwiderstand aus dünnem, emailliertem Konstantandraht oder aus einer Schicht kolloidalen Graphites, die auf Glas niedergeschlagen ist. Der Widerstand beträgt für eine Gebrauchsspannung von 220 Volt etwa 5000 Ohm, für eine Gebrauchsspannung von 110 Volt etwa 1500 Ohm[3]). Der Stromverbrauch bei Gleichstrom ist ca. 0,02 Amp., bei Wechselstrom 0,03 Amp. Der Potentialgradient beträgt ca. 400 bis 700 Volt/cm, die Stromdichte etwa 0,0016 Amp./cm², der Lichtstrom etwa 1 Lm.

Die Elektroden können auch in anderer Weise ausgeführt sein, z. B. in Buchstabenform.

Zur Herstellung leuchtender Worte wird vielfach eine Lampe mit zwei großen, rechteckigen Eisenblechelektroden, die etwa 4 × 10 cm groß sind, verwandt; über diese wird eine Schablone, in der das Wort ausgeschnitten ist, gezogen. Diese Lampen haben eine Stromstärke von etwa 0,2 Amp. Der Glimmsaum dieser Lampen eignet sich in der Querrichtung, parallel zum Blech gesehen, gut für spektroskopische Zwecke.

5. Ultrafrequenzlampe. Zur photographischen Registrierung von Stromschwankungen bauten ENGL, VOGT und MASSOLLE[4]) die sog. Ultrafrequenzlampe. Diese zeigt innerhalb ihres Betriebsgebietes (0,004 bis 0,026 Amp.) die Strom-

---

[1]) F. SCHRÖTER, Elektrot. ZS. Bd 40, S 186, 685. 1919; F. SKAUPY, ZS. f. techn. Phys. Bd. 3, S. 61. 1922.

[2]) D.R.P. 425856 und 414517.

[3]) F. SKAUPY u. H. EWEST, ZS f techn. Phys. Bd 1, S 167. 1920.

[4]) J. ENGL, H. VOGT u J MASSOLLE, D.R.P 387059 Die Lampe wurde bei der Aufnahme für den sprechenden Film benutzt. Beschr. H. VOGT: „Der sprechende Film nach dem Tri-Ergonverfahren." ZS. d Ver. d. Ing. Bd. 70, S. 199 1926. J. ENGL hat die Abbildungen freundlichst zur Verfügung gestellt

schwankungen bis zu 20000 in der Sekunde ohne Tragheitserscheinungen dur proportionale Lichtschwankungen an. Abb. 2 zeigt die Lampe. Einzelheiten d Anordnung sind aus der Stuckliste zu ersehen. Die Entladungsröhre ist m Stickstoff oder Argon (Gase, bei denen d kathodische Glimmlicht reich an den phot graphisch stark wirksamen Linien im kur welligen sichtbaren und angrenzenden G biet ist) von einem Drucke von 15 bis 25 m Hg-Säule gefüllt. Die Spannung beträgt etv 450 Volt bei einer mittleren Stromstärl von 0,015 Amp. Das negative Glimmlicl ist bei dieser Anordnung außerordentlic eng zusammengedrängt, der Kathodenfall ist bereits bei einer Stromstärke 0,0015 Amp. anormal. Das Glimmlicht bedeckt dann die gesamte Kathodenfläche. Mit steigender Belastung nimmt die Flächenhelligkeit der Glimmhaut zu, die Entladung dehnt sich nach vorn aus; es entsteht eine leuchtende Wolke, die bei Steigerung der Stromstärke an Dicke und Flächenausdehnung zunimmt.

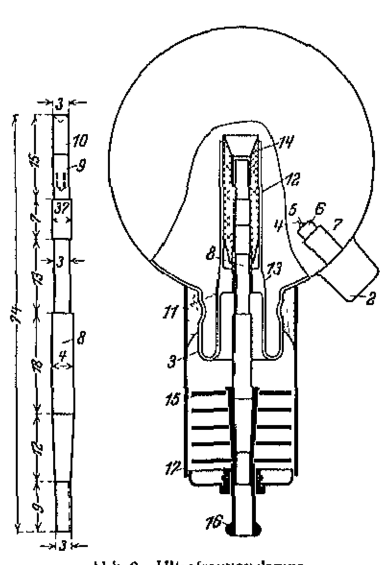


Abb. 2 Ultrafrequenzlampe.

1 Glaskugel,
2 Ansatz fur die Anode,
3 Ansatz fur die Kathode,
4 Anode (Spitze aus Wolfram oder Platin),
5 Stift aus Aluminium,
6 Rohre aus Magnesia,
7 Glasröhre,
8 Kathode (Kupfer),
9 Zylinder (Eisen),
10 Wolframstab,
11 Platinzylinder hart aufgelötet,
12 Glasrohrstutzen,
13 Glaswulst (Einschmelzung),
14 Magnesiakörper,
15 Radiator,
16 Überwurfmutter,
17 Schutzkappe.

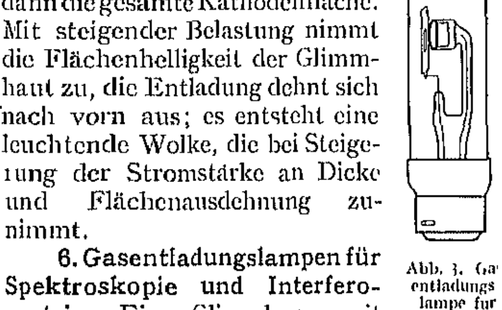
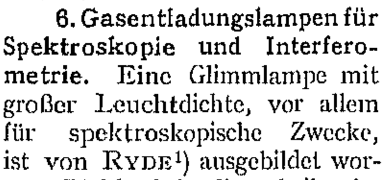


Abb. 3. Gasentladungslampe fur Spektroskopie und Interferometrie nach RYDE



6. Gasentladungslampen für Spektroskopie und Interferometrie. Eine Glimmlampe mit großer Leuchtdichte, vor allem für spektroskopische Zwecke, ist von RYDE[1]) ausgebildet worden. Die Kathode besteht aus einem Hohlgefäß; die scheibenförmige Anod steht dicht davor. Sie hat einen engen Schlitz zur Beobachtung. Die Lamp wird mit Gasfullungen von Sauerstoff, Stickstoff, Kohlensäure, Helium, Argo Neon hergestellt, Betriebsspannung entweder zwischen 200 bis 220 oder 2 bis 250 Volt[2]). Abb. 3 zeigt die Lampe.

7. Glimmröhre mit geheizter Hohlkathode. Eine Versuchsanordnun welche es gestattet, Glimmerscheinungen an der Kathode in Metalldämpfen z erzeugen, hat H. SCHÜLER[3]) beschrieben.

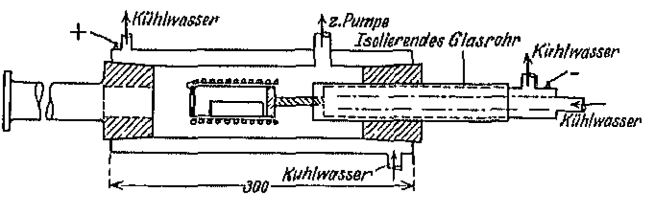


Abb. 4. Glimmröhre mit geheizter Hohlkathode nach SCHÜLER

Die Kathode besteht bei dieser Entladungsröhre aus einem elektrisch heizbaren Metallzylinder. In diesem befindet sich in einem Schiffchen da Metall, dessen Spektrum untersucht werden soll. Das äußere Rohr besteht au

[1]) J. W. RYDE, Nature, Bd. 112, S. 944. 1923.
[2]) Gen. Electr. Comp Ltd. England. Bezugsquelle Adam Hilger, London.
[3]) H SCHÜLER, ZS. f. Phys. Bd 35, S. 323 1926

Metall mit eingesetztem Beobachtungsfenster. Der Metallmantel und die Kathodenzuführung sind wassergekühlt.

Die Leuchterscheinungen: Linien, Banden, kontinuierliches Spektrum (je nach der Anregung verschieden) sind in einem schmalen Spalt beobachtbar, der die Hohlkathode abschließt. Die Abb. 4 zeigt den Aufbau der Röhre.

c) Glimmentladung mit Ausnutzung der positiven Säule.

8. Das Moorelicht. Beim Moorelicht[1]) wird die positive Säule der Gasentladung als Lichtquelle verwandt. In Stickstoff (goldgelbes Licht) oder Kohlensäure (tageslichtähnliches weißes Licht) wird bei einem Druck von etwa 0,5 mm Hg-Säule zwischen Eisen- oder Graphitelektroden eine Gasentladung, bei der die positive Säule fast die gesamte Länge der Entladungsröhre einnimmt, erzeugt.

Die Stickstoffröhren werden in Längen von 5 bis 60 m hergestellt. Sie dienen meist zur Allgemeinbeleuchtung großer Räume. Sie werden dann an der Decke oder an den Wänden entlang gelegt, indem sie an Ort und Stelle aus 2 m langen Stücken zusammengeschweißt, evakuiert und gefüllt werden.

Die Röhren werden meist mit hochtransformiertem 50periodischem Wechselstrom gespeist. Die Betriebsspannung beträgt pro Meter etwa 1000 Volt; die Stromstärke in einer 4 cm starken Röhre beträgt etwa 0,3 Amp (ca. 0,025 Amp./cm²), die Lichtstärke pro Meter etwa 80 HK_h, die Lichtausbeute ca. 2 Lm/Watt.

Das Spektrum der Stickstoffentladungsröhre ist in Abb. 8, Reihe 4 des 17. Kapitels zu sehen.

Wird die Stromdichte gesteigert, so verschiebt sich die Farbe von Gelb nach Weiß [Verschiebungseffekt][2]). Zugleich macht sich, wie GEHLHOFF festgestellt hat[3]), eine Verbesserung des Wirkungsgrades bemerkbar. Bei der Anwendung sehr großer Stromdichten wird der Stickstoff an den Glaswänden schnell absorbiert, es entstehen Betriebsschwierigkeiten. Auch bei niedrigen Belastungen tritt eine allmähliche Absorption des Stickstoffes auf. Es ist deshalb ein Ventil in die Röhre eingebaut, das bei Druckverminderung selbsttätig Stickstoff hineinläßt. Da der nachgelieferte Stickstoff der Luft entnommen wird, muß das in das Ventil eintretende Gas vom Sauerstoff befreit werden. Das in Abb. 5 wiedergegebene Ventil besteht aus zwei ineinandergeschobenen Glasröhren R und L. Die erste R ist mit beiden Enden der Entladungsstrecke unter Zwischenschaltung von zwei Sandstrecken (Röhre U) verbunden. Das obere Ende der Röhre R ist offen, das untere durch einen Kohlekegel K, der mit Quecksilber Q bedeckt ist, verschlossen. Die Höhe des Quecksilbers wird bei Einfüllung so bemessen, daß der Kohlekegel eben bedeckt, die Entladungsröhre also luftdicht abgeschlossen ist. Die zweite Röhre ist bei L durchlöchert, unten ist sie offen und schwimmt in dem Quecksilber Q. Am oberen Ende ist ein unterteilter Eisenkern A befestigt. Um das erste Rohr ist eine Drahtspule S gelegt. Diese Spule

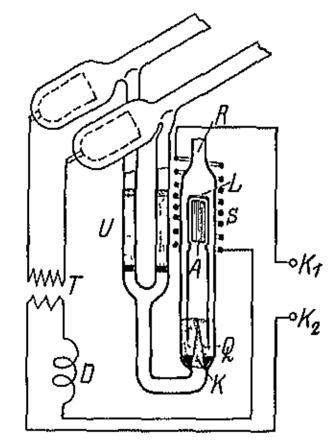


Abb. 5. Ventil des Moorelichtes. K_1, K_2 Wechselstromanschluß, S Solenoid, D Drosselspule, T Transformator, R Öffnung des Glasrohres, K Kegel aus Kohle, A Eisenkern aus Drähten.

[1]) MAC FARLAN MOORE 1904. Hersteller Aktiengesellschaft für Elektrizitätsindustrie (Agelindus), Berlin.

[2]) P. G. NUTTING u. L. B. TUKMAN, Bull. Bur. of Stand. Bd. 7, S. 49. 1911.

[3]) G. GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 21, S. 349. 1919.

liegt im Primärstromkreise, der aus ihr, der Drosselspule D und der Primärwicklung des Transformators T gebildet wird.

Nimmt in der Entladungsröhre der Druck des Stickstoffes ab, so steigt die Leitfähigkeit des Gases und damit der Strom in der Entladungsröhre. Durch Rückwirkung steigt ebenfalls der Primärwechselstrom, das Solenoid zieht den Eisenkern A an, und die Spitze des Kegels wird frei, es tritt eine ganz geringe Menge Luft in die Röhre ein, dadurch wird der Druck erhöht, die Leitfähigkeit sinkt, das Ventil schließt sich.

Damit die Entladung nicht durch die Ventilröhre, die mit dem Anfang und Ende des Rohrsystems verbunden ist, hindurchgeht, sind die Sandstrecken eingeschaltet. Diese bieten der Luft keinen, der Entladung aber einen unüberwindbaren Widerstand. Um die eintretende Luft von Sauerstoff zu befreien, läßt man sie über weißen Phosphor streichen, welcher sich in dem Ventil befindet.

Außer den eben beschriebenen fest eingebauten Röhren werden auch Röhren in Buchstabenform hergestellt. Ihre Länge beträgt 2 bis 5 m. Sie werden bei einer Stromstärke von 150 m Amp. bei 50 Perioden mit 3000 bis 5000 Volt Spannung betrieben.

Die Nachlieferung von Gas geschieht bei diesen Röhren, die ohne Ventil gebaut sind, durch Zerfall von Metallazid, das in der Elektrode vorhanden ist[1]).

Eine entsprechende Lampe mit Kohlensäurefüllung wird als Ersatz für Tageslichtbeleuchtung verwandt. Kohlensäurelicht hat ein Bandenspektrum (siehe Abb. 8, Reihe 5 des 17. Kapitels); die Lücken und Intensitätsschwankungen stören jedoch in den meisten Fällen nicht, so daß das Kohlensäurelicht in Färbereien usw. zur Feststellung von selbst sehr feinen Farbunterschieden gebraucht werden kann.

Stationäre Anlagen für Kohlensäurelicht werden bis 40 m Länge und Spannungen bis 25000 Volt hergestellt. Transportable Anlagen werden gleich mit einem Transformator von $1^1/_2$ kW Leistungsaufnahme und einer Sekundärspannung von 5000 Volt zusammengebaut geliefert. Die Entladungsröhre ist etwa 6 m lang. Sie ist im Zickzack in einem etwa 1 m² großen Feld angeordnet, hinter ihr befindet sich ein weißer Reflektor. Der spezifische Verbrauch dieses Lichtes beträgt je nach dem Gasdruck etwa $4{,}0 \div 7$ W/HK$_h$. Die Nachlieferung von Kohlensäure geschieht durch ein Ventil, das ähnlich dem in Abb. 5 gegebenen ist. Die Röhre R ist jedoch geschlossen, und es befindet sich ein kleiner Behälter mit Marmor und Salzsäure nebst einem Trockenmittel daran. Eine einmalige Gasnachlieferung reicht etwa während einer Leuchtdauer von ca. 2000 Stunden vor. Die Anlagen beider Moorelichtarten können etwa 8000 bis 10000 Brennstunden benutzt werden. Nach dieser Zeit treten meist infolge der nicht absolut einwandfreien Ventilwirkung störende Verunreinigungen auf, bei Stickstoff ist es vor allem das mit der Luft hineinkommende Argon. Durch die Verunreinigungen wird die Leuchtfarbe verändert und die Lichtausbeute herabgesetzt. Die Röhren müssen dann neu evakuiert und frisch gefüllt werden. Die Erneuerung, die evtl. auch bei sonstigen Störungen, z. B. Springen des Glases, bei festeingebauten Anlagen an Ort und Stelle vorgenommen werden muß, ist recht umständlich und hat bewirkt, daß das Moorelicht keine große praktische Anwendung für Allgemeinbeleuchtung gefunden hat.

9. Elektrodenlose Ringentladung. Die Anregung einer Gassäule, z. B. eines Gasringes, kann auch durch Einbringung des Entladungsgefäßes in ein Hochfrequenzschwingungsfeld geschehen. Bei der elektrodenlosen Ringentladung leuchtet die positive Säule.

---

[1]) D.R.P. 440353. F. SKAUPY, ZS. f. techn. Phys. Bd 8, S. 558. 1927.

Über die Lichterzeugung mittels elektrodenloser Ringentladung sind neuerdings von FOULKE[1]) umfangreiche Untersuchungen angestellt. Die bisher veröffentlichten Ergebnisse berichten über die Erscheinungen in Quecksilberdampf, dem als Hilfsgas zur Einleitung der Entladung bei Zimmertemperatur Argon beigefügt war. Als Entladungsgefäße wurden Kugeln benutzt, die in eine Erregerspule gebracht wurden, die Schwingungszahl betrug $(1 \div 3) \cdot 10^6$. Die Spannung sowie die Dimensionierung der Erregerspule wurden der Kugelgröße und dem Dampfdruck angepaßt.

Abb. 6 gibt ein Bild der elektrischen Anordnung zum Betrieb einer 7,6 cm Kugel mit Hg-Ar-Füllung. (1) Transformator fur 5500 Volt sekundar mit hoher Reaktanz, (2) Drosselspule 30 Millihenry, (3) Funkenstrecke, (4) Kondensator, (5) Erregerspule: 7 Windungen aus Cu-Draht, 1 cm Abstand, innerer Durchmesser 8 cm.

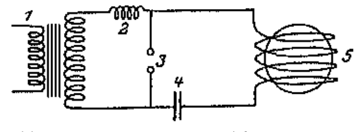


Abb. 6. Anordnung fur elektrodenlose Ringentladung

Die Lichtstärke hängt von der Leistungsaufnahme und der Kugelgröße ab. Der Energieaufnahme waren Grenzen durch die zur Verfügung stehende Energie gesetzt. Da die Kugeln beim Betrieb glühend werden, müssen Quarzkugeln verwandt werden. Mit den vorhandenen Mitteln wurden Lichtausbeuten von 15 bis 40 Lm/Watt (bezogen auf die Primärleistung) erreicht.

10. Die Neonleuchtröhren. Die Neonentladungsröhre für Hochspannung hat weit größere Verbreitung als das Moorelicht gefunden, da ihre rote Farbe sie besonders für Reklame- und Signalbeleuchtungen geeignet macht.

Die Hochspannungsrohren[2]) enthalten Neongas mit einem Drucke von etwa 2 mm Hg-Säule. Die Elektroden bestehen aus Eisen, das wenig zur Zerstäubung in Neon neigt (Gasnachfüllung unnötig). Eine Röhre von 8 mm ø und 1,5 bis 2 m Lange hat etwa 1500 Volt und 10 bis 12 mAmp., eine solche von 20 mm ø und gleicher Lange hat eine Spannung von ca. 750 Volt und ca. 75 mAmp. Die Zündspannung liegt bei beiden ca. 75% hoher. Die Lichtausbeute dieser Röhre beträgt 12 bis 18 Lm/Watt. Diese Hochspannungsröhren werden vor allem als Leuchtbuchstaben ausgebildet und fur Reklamezwecke benutzt. Das Spektrum einer solchen Röhre ist in Abb 8 im 17. Kapitel gegeben.

11. Gasfadenlampe fur Niederspannung. MAC FARLAN MOORE hat 1923 eine Gasentladungslampe beschrieben[3]), die auf der Strahlung der positiven Saule beruht, mit Niederspannung zu betreiben ist und ohne Zündapparatur bei normalen Spannungen von 110 und 220 Volt in Betrieb genommen werden kann.

Die Lampe besteht aus einer Kapillare, an deren beiden erweiterten Enden sich, ähnlich wie bei einem Geißlerrohr, Eisen-Zylinderelektroden befinden. Um die Entladung einzuleiten, wird eine Glimmentladung zwischen Hilfselektroden hervorgerufen. Diese befinden sich innerhalb der zylindrischen Eisenelektroden (0,3 mm Entfernung). Sie sind den Eisenelektroden entgegengesetzt gepolt. Im Augenblick des Einschaltens setzt eine Entladung zwischen den Hilfselektroden und den Hauptelektroden ein. Dies schafft soviel Elektronen, daß auch die Entladung in der Kapillare zustande kommen kann. Die Lampe ist mit Neon gefüllt und wird, wie der Erfinder mitteilt, in Größen von 1 bis 1000 Watt hergestellt. Die Lebensdauer soll rund 400 Stunden betragen. Die Lampe ist, soweit bekannt, noch nicht in größerem Maßstabe erprobt worden.

---

[1]) E. FOULKE, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng Bd. 46, S. 139 u. 378 1927.
[2]) F. SKAUPY, Licht u Lampe, Heft 10, S 233 1923.
[3]) M F MOORE, Trans Amer. Electr. Chem. Soc Bd. 44, S 339. 1923, Elektrot. ZS. Bd. 45, S 1285. 1924.

d) Lichtbogenlampen.

12. Neonbogenlampe. Um in Neonröhren eine Bogenentladung zu erzielen muß der Kathodenfall verringert werden. Man wahlt als Kathode ein Metall dessen normaler Kathodenfall in Neon einen geringen Wert hat. Als günstig erwiesen sich Alkalimetallverbindungen[1]) und Thalliumkadmiumlegierungen die auch bei Betriebstemperatur festbleiben und deren Dampf das Glas nich angreift.

Die Dampfe des Kathodenmetalles werden durch eine eingeschaltete „Prall fläche" (Abb. 7) aus der Entladungsbahn ferngehalten[1]), das Licht zeigt di reine Neonstrahlung. Der Druck beträgt etwa 1 mm Hg.

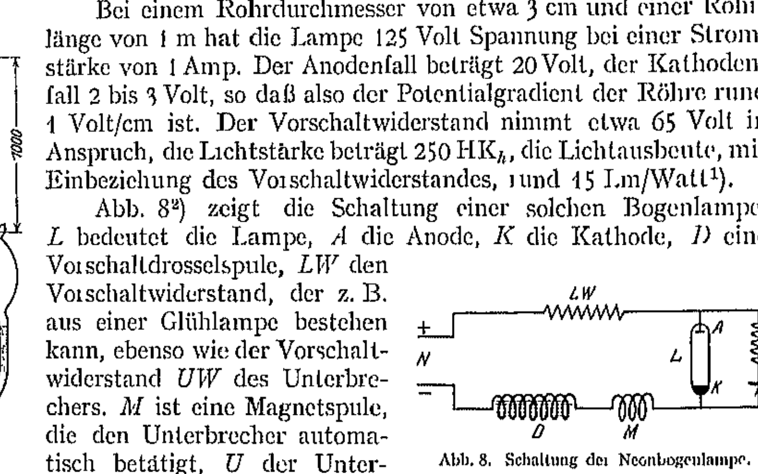


Abb 7 Neonbogenlampe (AGELINDUS).

Bei einem Rohrdurchmesser von etwa 3 cm und einer Rohr länge von 1 m hat die Lampe 125 Volt Spannung bei einer Strom stärke von 1 Amp. Der Anodenfall beträgt 20 Volt, der Kathoden fall 2 bis 3 Volt, so daß also der Potentialgradient der Röhre run 1 Volt/cm ist. Der Vorschaltwiderstand nimmt etwa 65 Volt i Anspruch, die Lichtstärke beträgt 250 HK_h, die Lichtausbeute, mi Einbeziehung des Vorschaltwiderstandes, rund 15 Lm/Watt[1]).

Abb. 8[2]) zeigt die Schaltung einer solchen Bogenlampe *L* bedeutet die Lampe, *A* die Anode, *K* die Kathode, *D* ein Vorschaltdrosselspule, *LW* den Vorschaltwiderstand, der z. B. aus einer Glühlampe bestehen kann, ebenso wie der Vorschaltwiderstand *UW* des Unterbrechers. *M* ist eine Magnetspule, die den Unterbrecher automatisch betätigt, *U* der Unterbrecher selbst.

Abb. 8. Schaltung der Neonbogenlampe. *L* Neonlampe, *A* Anode, *K* Kathode, *D* Vo schaltdrosselspule, *LW* Lampenvorschaltwide stand, *M* Magnetspule, *U* Unterbreche *UW* Unterbrechervorschaltwiderstand, *N* Net leitung.

Wird eingeschaltet, so wird durch die Spule *M* der Vakuumunterbrecher *U* betätigt, und es entsteht infolge der Wirkung der Drosselspule ein Hochspannungsstoß, der di Lampe zur Zündung bringt. Bei Wechselstrom wird die Lampe mit zwei Ano den versehen und in Gleichrichterschaltung betrieben.

Zwecks Änderung der Lichtfarbe sind vor allem Röhren mit Quecksilbe zusatz hergestellt worden. Die Temperatur der Lampe im Betrieb ist so hoch daß der Quecksilberdampfdruck ausreicht. Die Farbe der Entladung schläg dann zum Blaugrün über, das Spektrum zeigt die Quecksilberlinien in stark Intensität und nur noch schwache Neonlinien. Gleichzeitig sinkt die Licht ausbeute auf etwa die Hälfte. Dies dürfte zum Teil daran liegen, daß ein Te der Zusammenstöße unelastisch erfolgt, also nicht mehr zur Anregung dient sondern in translatorische Bewegung (Wärme) umgesetzt wird, zum Teil abe daran, daß einige Quecksilberlinien in physiologisch ungünstigeren Bereiche liegen.

Die Neonbogenlampe findet vor allem für Reklamebeleuchtung, für Signal zwecke (Leuchtfeuer) und bei Behandlung mit roten Strahlen zu Heilzwecke Verwendung.

13. Dampflampen. Durch Einführung einer winzigen Menge Wolfram dampfes (abgegeben von einer Wolframkathode) hat LANGMUIR in einer mi

[1]) F. SKAUPY, D.R.P 286753 u. 292921.
[2]) F. SKAUPY, ZS. f. techn. Phys. Bd 1, S. 789 1920

außerordentlich reinem Argon gefüllten Entladungsröhre, die aus einem engen, langen, vertikalen Rohr bestand, das aus einem kurzen, etwa dreimal so dicken Rohr aufstieg, eine merkwürdige Bogenentladung erzeugt[1]). Das Innere des Bogens ist rot und wird von einer scharf abgegrenzten, gelbes Licht aussendenden Haut umgeben.

14. Die Quecksilber-Niederdruck-Bogenlampe[2]). Die Konstruktion der Niederdruck-Quecksilber-Bogenlampen ist ähnlich wie die der vorher beschriebenen Neonbogenlampen. In etwa 1 m langen Röhren von 30 mm Durchmesser befindet sich eine Kathode aus flüssigem Hg und eine Eisenanode. An der Kathode ist eine Kondensationskammer angebracht, in der die Temperatur gering bleibt, so daß sich etwa in der Röhre ein Druck von 1 bis 2 mm Hg einstellt. Die Dampftemperatur wird von BUTTOLPH[3]) zu 125° C in der Nähe des Glases und zu 500° C im Zentrum der Röhre angegeben, die Anodentemperatur zu 350° C.

Die Hg-Lampen können mit Gleichstrom oder, wenn sie mit zwei Anoden versehen sind und in Gleichrichterschaltung geschaltet sind, ähnlich wie die Neonbogenlampen mit Wechselstrom betrieben werden. Abb. 9 zeigt eine Wechselstrombogenlampe. *A*—*A* sind die Anoden, *C* der Kathoden-Kondensationsraum. Die Brennlage der Lampe ist meist schräg geneigt, die Anode befindet sich oben, damit das sich im Rohr und an der Anode kondensierende Quecksilber wieder nach der Kathode zurückfließt.

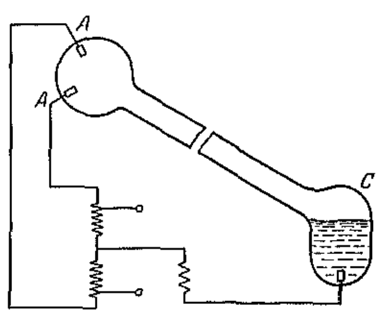


Abb. 9 Quecksilberniederdrucklampe.

Die Spannung einer Gleichstromlampe beträgt bei 3,5 Amp. etwa 75 Volt. Da die Spannung bei zunehmendem Strom abfällt, muß vor die Lampe ein Beruhigungswiderstand von mindestens 10 bis 12 Ohm geschaltet werden. Der Spannungsabfall im Vorschaltwiderstand beträgt 35 bis 40 Volt.

Die Zündung kann entweder durch einen Induktionsstoß (ähnlich wie bei der Neonbogenlampe) erfolgen oder bei den dafür eingerichteten Modellen durch Kippen der Lampe. Hierdurch bildet sich vorübergehend eine dünne Hg-Brücke zwischen den Elektroden. Bei Stromdurchgang verdampft das Quecksilber in der Brücke teilweise, der Lichtbogen setzt ein.

Die Lichtstärke der Lampe beträgt in horizontaler Richtung etwa 600 HK_h. Die Lichtausbeute ist etwa 25 Lm/Watt, wenn nur der Spannungsabfall zwischen den Elektroden eingesetzt wird, etwa 15 Lm/Watt bei Einbeziehung der Leistungsaufnahme im Vorschaltwiderstand. Diese Lichtausbeute würde noch besser werden, wenn man die ganze elektrische Energie in der positiven Säule verbrauchen könnte und nicht zu einem Teil zur Erwärmung der Anode und zur Verdampfung des Hg an der Kathode verbrauchen würde. Man würde dann nach SCHRÖTER auf etwa 36 Lm/Watt kommen.

Das Spektrum der Quecksilberbogenlampe zeigt neben den Linien der Hauptserie noch das Molekülspektrum. Diese Emissionsbanden haben im Sichtbaren ein Intensitätsmaximum im Grün, umfassen das Gebiet von (2,51 bis 6,30) · 10^{-5} cm, die Farbe des Lichtes ist stahlblaugrün.

Wegen der ausgesprochenen Färbung des Lichtes wird die Quecksilber-

[1]) I. LANGMUIR, Science Bd. 31, S. 10. 1924.

[2]) Lieferanten Schott, Jena u. Westinghouse Co., Amerika.

[3]) L. J. BUTTOLPH: „Vapor-tube Lamps" in E. E. CADY u. H. B. DATES, Illum. Eng., New York 1925, S. 144.

Niederdrucklampe nicht zur Allgemeinbeleuchtung verwandt[1]). Sie wir allem in der Reproduktionstechnik gebraucht.

Die Lebensdauer einer Quecksilberlampe beträgt etwa 2000 Stunde Lichtabnahme in dieser Zeit ist rund 20%.

Durch eine besondere Schaltung, die im Prinzip auf der Überlag mehrerer Wechselströme beruht, gelang es, die Quecksilberdampflam einem sehr empfindlichen und schnell wirkenden Lichtrelais zu gest welches u. a. für Signalzwecke, Zwecke der Fernphotographie usw. Ve dung finden kann.

15. Quecksilberlampe für Laboratoriumszwecke. Für Laboratoriumsz sind in den letzten Jahren zwei bequeme, leicht herstellbare Modelle ange worden:

1. die Quecksilber-Kapillarlampe von VINCENT und BIGGS[2]) ist dies eine offene, mit trockenem Quecksilber gefüllte U-Röhre, deren mit Teil aus einer Kapillare besteht. Die Elektroden bestehen aus Eisen die Lampe ist von 100 Volt an brauchbar. Sie wird durch Erwärmun Kapillare mit einem Bunsenbrenner gezündet;

2. die Bogenlampe von NEUMANN[3]), bei welcher der Lichtbog einem Reagenzglas zwischen Quecksilber und einer Bogenlampenkohle ge wird. Ein Erlenmeyerkolben hält das Reagenzglas.

16. Die Quarz-Quecksilber-Hochdrucklampe. Während bei der Ni druck-Quecksilberlampe lediglich das Lumineszenzspektrum des Quecks verwandt wird, wird bei der Hochdruckquecks lampe durch hohe Strom- und Energiedichte Temperaturstrahlung der Gasatome hervorger Die Zusammenziehung der positiven Säule bis auf dünnen Faden bewirkt zugleich die Schaffung hohen Temperaturgefälles senkrecht zur Achse Entladung und dadurch geringe Abkühlungsverl

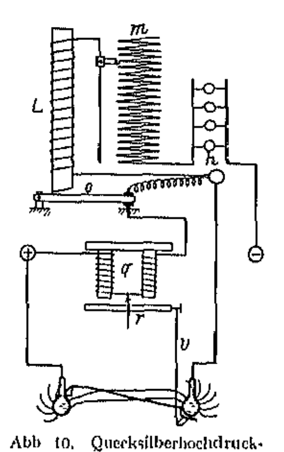


Abb 10. Quecksilberhochdrucklampe

Infolge der Temperaturstrahlung tritt dem Linienspektrum ein kontinuierliches auf. Wände werden stark erwärmt, das Rohr muß de aus Quarzglas hergestellt werden. Zwei verschie Ausführungen sind im Gebrauch. Abb. 10 zeig schematischer Zeichnung die von der Quarzlam gesellschaft in Hanau hergestellte Vakuum-Quarz-Q silber-Hochdrucklampe[4]). Die Elektroden bestehe Invarstahl und sind in das Quarzrohr eingeschliffe mit Hg überdeckt. Die Wärme wird von den Polgef durch einen Metallrippenkühler abgeführt. Die dung erfolgte früher bei den hochhängenden Beleuchtungslampen durch automatische Kippvorrichtung, heute bei den fast allein noch gebrauc ärztlichen Lampen durch mechanisches Kippen des Brenners mit der H Die Brennerrohre haben stets an der Kathode eine engere Einschnürung dem Lichtbogen Führung zu geben. Die richtige Schaltung wird an intensiv leuchtenden kathodischen Glimmlicht und an dem tanzenden Katho fleck leicht erkannt. Die Spannung bei der Betriebsstromstärke von 4 Amp

[1]) Versuche, das Licht durch einen mit rot fluoreszierendem Rhodamin bestric Reflektor zu färben, führten nicht zum Erfolg, da das Rhodamin schnell ausbleich

[2]) J H. VINCENT u. H D. BIGGS, Electrical World Bd 84, S 79. 1924

[3]) H NEUMANN, ZS f. techn Phys. Bd 6, S. 268 1925.

[4]) Bezugsquelle: Quarzlampen-Gesellschaft Hanau

trägt 80 Volt bei 60 mm Bogenlänge. Für eine 220-Volt-Lampe mit 2,5 Amp. beträgt die Klemmenspannung bei 120 mm Bogenlänge 160 Volt. Die maximalen Lichtstärken sind 1200 HK_h resp. 2000 HK_h. Der Quecksilberdampfdruck beträgt 1 Atmosphäre. Der Bogen zieht sich unter den angegebenen Energieverhältnissen zu einem dünnen Faden von etwa 4 bis 6 mm Durchmesser zusammen, dessen Temperatur von KÜCH und RETSCHINSKY[1]) zu rund 2000° abs. angegeben wurde.

Die zweite Type, die nach dem Patent von A. JAENICKE hergestellt ist, zeigt Abb. 11[2]). Die Lampe ist nicht evakuiert. Die Stromzuführungen zum Quecksilber kommunizieren mit der Luft. Vor dem Einschalten erfüllt das Quecksilber die ganze Röhre zwischen den Vorratsgefäßen. Bei Inbetriebnahme wird zuerst das Quecksilber in einem Ansatzgefäß durch einen Hilfsstrom, der durch die um dies Gefäß gelegte Heizspirale geschickt wird, erwärmt. Es entsteht Hg-Dampf, durch den das Quecksilber oben herabgedrückt wird. Der Lichtbogen setzt, sobald die Strombahn nicht mehr mit Quecksilber gefüllt ist, ein. Allmählich wird das gesamte nach oben gebogene Rohr vom Bogen erfüllt, das Quecksilber wird verdrängt und steigt in den Vorratsgefäßen an den Stromzuführungen hoch. Der Quecksilberdruck bei Betrieb ist etwa 1 bis $1^1/_2$ Atmosphäre.

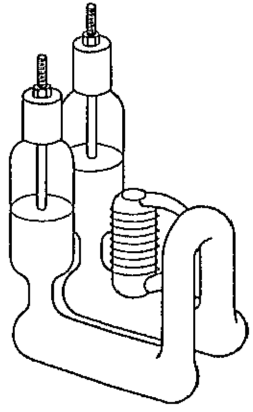


Abb. 11. Quarz-Quecksilber-Hochdrucklampe nach JAENICKE.

Belastet man eine Quecksilberlampe, die für höheren Quecksilberdruck eingerichtet ist, weiter, so findet ein schneller Anstieg der Temperatur statt. Der Lichtbogendurchmesser zieht sich dabei zusammen. Bei einem Quecksilberdampfdruck von 4 Atmosphären schätzten KÜCH und RETSCHINSKY die Temperatur im Inneren der Leuchtsäule auf 8000 bis 10000°. Einige Angaben über die Verteilung der Strahlung des Quecksilberhochdruckbogens auf die verschiedenen Spektralbereiche sind im 17. Kapitel gemacht.

Bei der zuerst beschriebenen Quarz-Quecksilber-Hochdrucklampe nimmt nach 100-stündigem Brennen die Gesamtstrahlung um rund 35%, die Strahlung im Ultraviolett um rund 30% ab. Dabei zeigt sich, daß die Intensitäten der kurzwelligeren Ultraviolettlinien stärker abnehmen als die der langwelligeren. Die Gesamtlebensdauer der Lampen wird zu 20000 Stunden angegeben. Bei Gebrauch ist auf sorgfältigste Reinhaltung des Quarzrohres zu achten.

Auch das Licht dieser Quarz-Quecksilber-Lampen hat eine ausgesprochene grünliche Farbe. Wegen des großen Reichtums an Violett- und Ultraviolettstrahlung finden die Quarz-Quecksilber-Hochdrucklampen überall dort Verwendung, wo die Wirkungen kurzwelliger Strahlung gebraucht werden. Folgende Anwendungsgebiete sind besonders hervorzuheben: Strahlentherapie (Höhensonne, über 95% aller Lampen dienen ärztlichen Zwecken), Bakteriologie (Sterilisation von Flüssigkeiten), Photochemie, Bleichverfahren, chemische Analyse (Unterscheidung von Substanzen durch das Fluoreszenzlicht).

Es sind für einige Zwecke besondere Anordnungen ausgebildet worden, z. B. wird für die chemische Analyse eine strahlenundurchlässige Hülle mit einem Fenster aus Schwarz-Uviolglas geliefert, das lediglich die ultraviolette Strahlung, speziell die Linie $3{,}660 \cdot 10^{-5}$ cm, durchläßt.

---

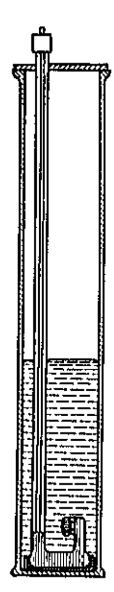
[1]) R. KÜCH u. T. RETSCHINSKY, Ann. d. Phys. Bd. 22, S. 595. 1907.

[2]) Bezugsquelle: Karl Engel, Berlin-Pankow, Florastr. 79.

Für Sterilisation ist ein Eintauchmodell ausgebildet worden (in beide besprochenen Arten der Quarz-Quecksilber-Lampen gefertigt). Abb. 12 zeig eine solche Lampe.

Für Laboratoriumszwecke stellt die Quarzlampen-Aktiengesellschaft Brenne auf Stativen her, die in senkrechter und horizontaler Richtung verwandt werde können. Das Brennerrohr kann bei diesen Brennern einseitig abgeflacht werden so daß man die Strahlung auch in der Längsrichtung beobachten kann.

Physikalisch von besonderem Interesse ist das von RUBENS beobachtet Auftreten sehr langer Wärmewellen größerer Intensität, welche infolge de Diskontinuität des Spektrums leicht zu isolieren sind.


Abb. 12 Quarz-Quecksilber-Lampe, Eintauchmodell

17. Quecksilberbogenlampe nach PODSZUS. Eine andere Konstruktion der Quecksilberbogenlampe, die physikalisch interessant ist, hat PODSZUS[1]) angegeben. Sein Gedanke war der, besonders günstige Abkühlungs- und Konzentrationsverhältnisse dadurch zu schaffen, daß er das Quecksilber in einem freien Strahle von der Kathode zur Anode führte. Der im Kathodenraum *K* erzeugte Dampfstrahl tritt durch die Quarzdüse *D* zur Wolframanode *A*, das im Kondensationsraum *R* gesammelte Quecksilber fließt durch ein Ventil *V* zurück (Abb. 13).

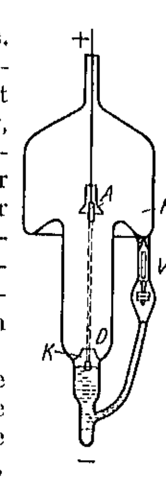


Abb. 13. Podszus lampe.
A Anode, *K* Ka thode, *D* Düse au feuerfestem Materi al, *R* Auffangreser voir, *V* Schwimm ventil (das da Übertreten des Hg von der Kathod nach *R* hindert)

18. Die Kadmium-Amalgam-Lampe. Die Versuche, die Farbe der Quarz-Quecksilber-Lampe zu ändern, indem man dem Quecksilber andere Metalle, die Emissionslinien im roten Gebiet haben, zusetzte, führten zur Konstruktion der Kadmium-Amalgam-Lampe (Zusatz von einigen Prozent Kadmium zum Quecksilber), die von WOLFKE 1912 beschrieben wurde[2]). Es gelang auch, mit dieser Lampe etwas weniger fahles, weißes Licht, das für die Allgemeinbeleuchtung besser brauchbar war, zu erzielen. Da jedoch Kadmium wie sehr viele Metalle das Quarzglas in verhältnismäßig kurzer Zeit angreift, hat die Lampe eine kurze Lebensdauer und ist folglich für Allgemeinbeleuchtung nicht ökonomisch genug. Bei Spektraluntersuchunger wird sie gebraucht.

e) Reine Elektrodenbogenlampen.

19. Lichterzeugung, Betriebsspannung, Zündung. Bei den Bogenlampen überwiegt der Anodenfall den Kathodenfall, es wird im Gebiete des Anodenfalles der größte Teil der zugeführten Energie verbraucht. Durch den Aufprall der stark beschleunigten Elektronen wird die Anode, wenn ihre Dimensionen zur Stromstärke und Wärmeleitfähigkeit richtig bemessen sind, hoch erhitzt. Da bei einem Temperaturstrahler die Leuchtdichte und die Lichtausbeute mit steigender Temperatur zunehmen, so ist eine möglichst hohe Temperatur erstrebenswert. Begrenzt wird die Temperatursteigerung durch das eintretende Verdampfen resp. das Schmelzen des Materials.

Wird neben der Temperaturstrahlung die Strahlung des Bogens durch Einführen von günstig strahlenden Dämpfen benutzt, so kann die Leuchtdichte noch weiter gesteigert werden.

[1]) D.R.P. 227270. [2]) M. WOLFKE, Elektrot. ZS. Bd. 33, S. 917. 1912.

Im praktischen Gebrauch haben Bogenlampen einen Nachteil: man kann die Spannung nicht den üblichen Netzspannungen anpassen. Anoden- und Kathodenfall können durch Gasdruck und Material ebenso wie der Spannungsabfall der Gasstrecke durch die Länge des Lichtbogens nur in geringem Maße beeinflußt werden. Die erreichbaren Spannungen betragen etwa 50 Volt und weniger. Bei Gebrauchsspannungen der Netze von 110 und 220 Volt muß also ein Vorschaltwiderstand verwendet und ein großer Teil der Leistung nutzlos verbraucht werden.

Durch Hintereinanderschalten mehrerer Lampen kann der Verlust herabgesetzt werden. Ganz ohne Vorschaltwiderstand können Bogenlampen nicht brennen; denn der Lichtbogen hat eine fallende Charakteristik (die Spannung fällt mit steigender Stromstärke). Bei Betrieb ist es schwierig, den Lichtbogen ganz ruhig zu halten und ein Wandern des Ansatzpunktes zu verhindern. Da im allgemeinen bei frei brennenden Lampen der Lichtbogen durch die Verdampfung des Anodenmaterials unterhalten wird, tritt ein Verbrauch der Elektroden ein, so daß eine Nachlieferung notwendig wird.

Die Erzeugung des Bogens erfolgt allgemein durch Berührungszündung, die Elektroden werden zusammengebracht und dann bei Stromdurchgang langsam auseinandergezogen, bis der richtige Abstand hergestellt ist. Reine Elektrodenbogenlampen werden mit Kohle- und Wolframelektroden ausgeführt.

20. Wolframbogenlampen mit Stickstofffüllung[1]. Bei der Wolframbogenlampe[2]) für Gleichstrom wird der Bogen zwischen zwei Wolframelektroden, die sich in Stickstoff von etwa 100 mm Hg-Säule Druck befinden, erzeugt. Die Lichtbogenspannung liegt zwischen 50 bis 60 Volt, so daß je nach der Spannung und Lampenzahl Vorschaltwiderstände nötig sind.

Abb 14 Punktlichtlampe *A* Anode aus W, *K* Kathode aus $W + ThO_2$, *C* Bimetallfeder

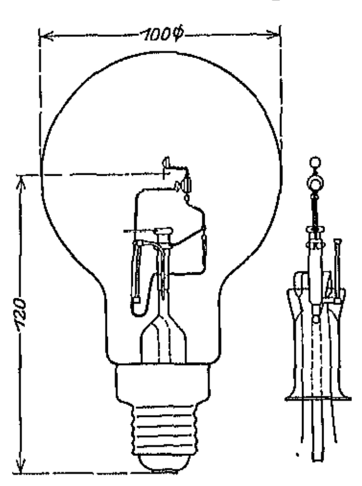


Abb. 15. Punktlichtlampe für Wechselstrom

Die Zündung der Lampen erfolgt bei den sog. Pointolitelampen durch Ionisation der Gasstrecken mittels eines weißglühenden Drahtes in Wendelform (Spirale), die nach dem Zünden des Lichtbogens wieder ausgeschaltet wird. Eine Zeitlang benutzte man auch Induktionsstöße zur Zündung. In beiden Fällen waren komplizierte und teuere Schalteinrichtungen notwendig.

In neuerer Zeit wird bei der Punktlichtlampe für Gleichstrom (Abb. 14) lediglich eine Berührungszündung angewendet, die keine besonderen Zündungszuleitungen benötigt.

Die Zündung erfolgt in folgender Weise: Im Ruhezustand liegt die Kathode *K* an der Anode *A* an. Schaltet man den Strom ein, so wird die Bimetallfeder *C* erwärmt, verbiegt sich und trennt die Berührung, es entsteht Bogenentladung, der Bimetallstreifen biegt sich weiter, bis er an einen Halter stößt, durch den

[1]) Osram-Punktlichtlampe in Deutschland; Pointolitelampen, Ediswan Co. in England.
[2]) A. RÜTTENAUER, Licht u Lampe Heft 21, S. 730. 1925.

die Bogenlänge eingestellt ist. Die Anode besteht aus reinem Wolfra
die Kathode K aus einer Mischung von Wolfram und Thoriumoxyd ode
Oxyden, die leicht Elektronen emittieren und damit die Lichtboge
erleichtern. Der Zündungsvorgang dauert einige Sekunden. Ebensc
nach Stromunterbrechung einige Zeit, bis die Kathode wieder in ihre
lage zurückgekehrt ist.

Die Lampen für Wechselstrom haben eine Gasfüllung aus Neon
Die Konstruktion ist etwas anders als die für Gleichstrom (Abb. 15).
eine Brückenzündung mit Hilfselektrode verwandt. Es sind zwei glei
Elektroden aus Wolfram vorhanden. Die eine bewegliche ist an ei
metallstreifen befestigt und liegt beim Nichtbrennen der Lampe vor d
elektrode aus Wolfram mit Thoriumoxydzusatz. Die andere feste s
der Hilfselektrode und ist leitend mit ihr verbunden. Beim Einschalt
sich die bewegliche Elektrode ab, der Bogen entsteht zwischen ihr
Hilfselektrode. Sobald jedoch infolge der Abbiegung der beweglichen E
der Abstand von der festen Elektrode geringer als der von der Hilfsc
wird, springt der Bogen zu der festen Wolframelektrode über.

Die Wolframbogenlampen für Gleichstrom werden bisher für Lich
von 75, 350 und 1000 HK_h hergestellt, die entsprechenden Stromstärken l
1,3, 4 und 7,5 Amp. Die kleinste Type besitzt eine kugelförmige An
ca. 2,3 mm ⌀. Die 7,5 Amp.-Lampe besitzt bei Gleichstrom eine Anode v
Leuchtfläche von 48 mm². Für Wechselstrom sind die Stromstärken
2,5 Amp., die Lichtstärken betragen 40 HK_h und 75 HK_h.

Außer diesen Bogenlampen sind noch Wechselstromlampen mit
füllung (ca. ³/₄ Atm.) ausgebildet. Als Elektroden werden zwei fests
Wolframkugeln benutzt. Infolge des niedrigen Minimumpotentials de
entsteht, wenn eine Netzspannung von 220 Volt über einen Vorscha
stand an die Elektroden gelegt wird, eine Glimmentladung, die dann in
entladung übergeht. Anfangs[1]) wurden zwei aus Magnesiumplättchen bes
Hilfselektroden zwecks Einleitung der Glimmentladung eingebaut, be
späteren Konstruktion[2]) erleichterte ein auf dem Lampenfuß zwischen
führungen angebrachter hauchdünner Metallbelag die Zündung.

Die Strahlung der Wolframanode ist gleich der einer Wolframglü
gleicher Temperatur. Zu dieser Temperaturstrahlung tritt noch die St
des Gaslichtbogens. Die in der Gleichstrombogenlampe auftretenden Str
linien liegen größtenteils im ultravioletten Gebiet[3]). Die Leuchtdich
Anode ist bei normaler Belastung etwa 2000 HK/cm², also etwa ein
so groß wie die Leuchtdichte der reinen Kohlenbogenlampe. Bei Überbe
zwecks Leuchtdichteerhöhung kann eine Leuchtdichte von 2500 bis 3000 H
erreicht werden. Bei normaler Belastung ist die Nutzbrenndauer etwa
300 Stunden, bei Überbelastung 100 Stunden.

Verwendung findet die Wolframbogenlampe vor allem für Proje
zwecke in Fällen, wo kleine Lichtstärken genügen, wie z. B. Mikr
beleuchtungen. Sie hat den Vorteil großer Leuchtkonstanz und bedarf ke
Wartung. Infolge der im Vergleich zu der Glühlampe verstärkten Ultrav
strahlung wird die Wolframbogenlampe neuerdings auch für medizinisch
chemische Zwecke nutzbar gemacht[4]). Neben der Verwendung als Quel

[1]) Bogenlampen von PHILIPS, Eindhoven (Holland).

[2]) Osram-Wechselstrombogenlampen.

[3]) Vgl. W. W. LÖBE u. W. LEDIG, Über die Verwendbarkeit von Wolframbogen
zur Erzeugung ultravioletter Strahlung. ZS f. techn. Phys. Bd 6, S 325 1925

[4]) E HOCHHEIM u E. KNEBEL, Belichtungsversuche mit der Osram-Punktlich
Melliands Textilberichte Bd. 6, S. 912. 1925.

Licht- und Ultraviolettstrahlung findet sie noch in mehr apparativer Weise Verwendung, z. B. zur Erzeugung von Mittelfrequenz (von 600 bis 1000 Perioden pro Sekunde) für Energien von etwa 100 Watt in der RIGHIschen Schaltung[1]), zum Betrieb von Induktionsapparaten u. dgl., ferner als Gleichrichter[2]). Die Bogenlampen haben dann eine große kalte Eisenanode und eine Kathode, die Zusätze aus leicht elektronenemittierenden Stoffen enthält. Es werden kleine Ströme von 0,5 bis 1,5 Amp. bei Spannungen bis höchstens 500 Volt gleichgerichtet (Ladung von kleinen Batterien).

21. Reinkohlebogenlampen. Der Gleichstromlichtbogen zwischen Kohlen wird gewöhnlich zwischen einem positiven Kohlestabe, der mit einem Dochte aus Borsäure, Wasserglas und Kohlepulver versehen ist, und einer negativen Massivkohle (homogene Kohle) durch Berührung und Auseinanderziehen der Elektroden hergestellt. Bei Wechselstrom werden zwei Dochtkohlen verwandt. In Projektionslampen mit im Winkel stehenden Kohlen ist die obere wagerecht liegende Elektrode profiliert und wird mit der abgeflachten Seite nach oben eingespannt. Hierdurch wird erreicht, daß die Leuchtfläche immer horizontal ist, während sie bei runder Kohle durch Bildung einer Nase im oberen Teil der Brennfläche mehr oder weniger schräg nach unten gerichtet ist.

Die massiven Kohlen werden aus einer aus Petroleumkoks, Ruß und Teer hergestellten Paste durch Pressen und nachheriges Ausglühen bei etwa 1200° C. unter Kohlepulver gewonnen. Sie haben einen Widerstand von 45 bis 90 Ohm pro m bei 1 mm² Querschnitt. Für die Dochtkohlen werden aus gleicher Masse Rohre hergestellt, das Innere wird dann mit der oben erwähnten Dochtmasse[3]) ausgefüllt. Die in dem Docht befindlichen Salze erleichtern die Bildung leitender Dämpfe und veranlassen ein ruhigeres Ansetzen des Lichtbogens. Im Lichtbogen glühen hauptsächlich die Dämpfe des Elektrodenmaterials.

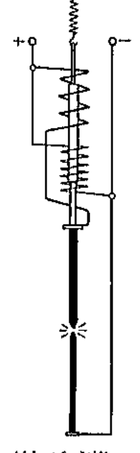


Abb. 16. Differential-Bogenlampenschaltung.

Die Stellung der Kohlen ist je nach dem Verwendungszweck verschieden. Bei Kinoprojektionslampen stehen die Kohlen meist rechtwinklig oder im stumpfen Winkel zueinander, bei den Spiegelbogenlampen, die wegen ihres hohen Wirkungsgrades die einfachen Kondensorlampen fast verdrängt haben, sehr oft auch horizontal axial. Die Kohlen werden bei Kinoprojektionslampen durch ein Regelwerk (meist von Hand bedient und mit Zahnstange und Trieb versehen) in der richtigen Lage zueinander erhalten. Bei Reinkohlebogenlampen für Straßenbeleuchtung, die heute nur noch wenig benutzt werden (ihre Lichtausbeute [s. weiter unten] ist geringer als die der Metalldrahtlampen), werden selbsttätige elektromagnetische Regelwerke verwandt. Eine der hauptsächlichsten Schaltungen, die Differentialschaltung, ist in der Abb. 16 gegeben.

Parallel nebeneinanderliegende Effektkohlen hat die Steinberglampe[4]) (Prinzip der 1. elektrischen Lampe der JABLOCHKOFFschen Kerze), die neuerdings für photographische und medizinische Zwecke auf den Markt gebracht wird. Der Lichtbogen bildet sich ohne Mitwirkung irgendwelcher Regelvorrichtung ganz gleichmäßig aus; er flackert und klettert nicht. Dadurch, daß die Lichtkrater, die hauptsächlich die Lichtwirkung erzeugen, in Richtung der Strahlung liegen, kann eine gute Lichtausbeute er-

[1]) F. SKAUPY, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 109. 1925.
[2]) F. SKAUPY, l. c.
[3]) C. R. BOHM, Chem.-Ztg. Bd. 90, S. 637. 1916.
[4]) ZS. d. Ver. d. Ing. Bd. 70, S. 508. 1926.

zielt werden. Man leitet das Brennen der Lampe nach Einschalten des Str
dadurch ein, daß man von Hand einen Zündstift zwischen die Kohlenstifte br

Bei den normalen Kohlebogenlampen wird die Dicke der Kohle so gew
daß der Abbrand an beiden Kohlen gleichmäßig erfolgt. Bei den Gleichst
lampen ist der Abbrand an der Anode wegen der höheren Temperatur gr
Deshalb werden für die positiven Elektroden stärkere Kohlen genommen al
die negativen. Als Belastung rechnet man etwa $^1/_{10}$ Amp./mm² für die pos
Kohle und $^2/_{10}$ für die negative, so daß z. B. für einen Lichtbogen zwis
30 und 40 Amp. zwischen reinen Kohlen eine 22 mm dicke Anode und eine 15
dicke Kathode gebraucht wird.

Für größere Lampen verwendet man als Kathode Kohlen mit verkupfe
Docht, dadurch wird die Leitfähigkeit vergrößert und die Belastungsgr
heraufgesetzt. Diese Kohlen werden etwa mit 0,25 Amp./mm² belastet. Bei
hohen Stromstärken (z. B. Kathode von Hochintensitätsscheinwerfern) verku
man die ganze Kohle galvanisch und geht bis 0,5 Amp./mm². Die zugehö
positiven Kohlen sind, falls ihnen der Strom am Einspannende zugeführt v
auch verkupfert. In der Praxis beträgt die Belastung 0,4 Amp./mm².

Bei der Gleichstrombogenlampe ist der Lichtbogen ruhiger und die Li
ausbeute besser als bei der Wechselstrombogenlampe. Man entschließt sich d
häufig, bei Kinoprojektion den Wechselstrom durch einen Umformer gl
zurichten.

Die Lichtbogenspannung beträgt bei Gleichstrom 50 bis 60 Volt für R
kohlen, für Spezialkohlen geht sie bis zu 33 Volt herunter (drei Viertel da
werden im Anodenfall verbraucht), bei Wechselstrom 30 bis 40 Volt. Wegen
negativen Charakteristik sind zur Beruhigung des Lichtbogens Vorschaltwi
stände, die pro Lampe etwa 6 bis 10 Volt aufnehmen, erforderlich. Außer
kommen Spannungsverluste in den Zuleitungen, die bei hohen Stromstä
etwa 5% betragen, hinzu.

Die schwarze Temperatur der Anode für das sichtbare Gebiet (gr
Körper) ist bei hohen Stromstärken weitgehend von der Belastung (0,2
0,5 Amp./mm²) unabhängig. Aus den Messungen der Temperatur ergibt
die Leuchtdichte des positiven Kraters für Homogenkohle A (3700° abs.)
15500 HK/cm², für Graphit [3775° abs.[1]] zu 18000 HK/cm². Als wahre T
peratur wurde von LUMMER 4200° abs. bestimmt. Die Temperatur des Li
bogens ist nach Messungen von MATHIESEN[2]) längs der Achse nicht konstant
von Länge, Belastung usw. abhängig. Abb. 17 gibt die Verhältnisse wied

An der Lichterzeugung nehmen bei dem Gleichstrom-Kohlelichtbogen
85% die Anode, 10% die Kathode und 5% der Lichtbogen teil. Die Li
ausbeuten bei reinen Kohlebogenlampen betragen je nach der Größe für Gle
stromlampen 8 bis 14, für Wechselstromlampen etwa 7 Lm/Watt.

Da der Lichtbogen stark violett und ultraviolett strahlt, ist seine ph
graphische oder photochemische Einwirkung bedeutend größer als die der re
Temperaturstrahlung der Elektroden. Es werden deshalb für einige spez
Zwecke Lampen mit längerem Lichtbogen hergestellt.

Ein 35-Ampere-Bogen mit einer Lichtbogenspannung von 45 bis 50 Volt
Gleichstrom und 30 Volt bei Wechselstrom hat, als Lichtquelle verwandt, e
2 bis 8 mm Bogenlänge (von der Art der Elektroden abhängig). Für ph
graphische und medizinische Zwecke wird bei den Reinkohlelampen mit

---

[1]) Lit. im Kap. 2, Ziff. 12 und 13 und Kap. 16, Ziff. 5.
[2]) W. MATHIESEN, Untersuchungen über den elektr. Lichtbogen usw. Leipzig 1921
[3]) Die von MATHIESEN angegebenen Elektrodentemperaturen erscheinen auffal
hoch.

geschlossenem Lichtbogen eine Bogenlänge von 20 bis 40 mm benutzt. Die Lichtbogenspannung beträgt dann 80 bis 160 Volt (Siemens-Schuckert, AEG).

Die Brenndauer der Elektrodenbogenlampe hängt von der Länge der Kohlestifte ab (8 bis 20 Stunden).

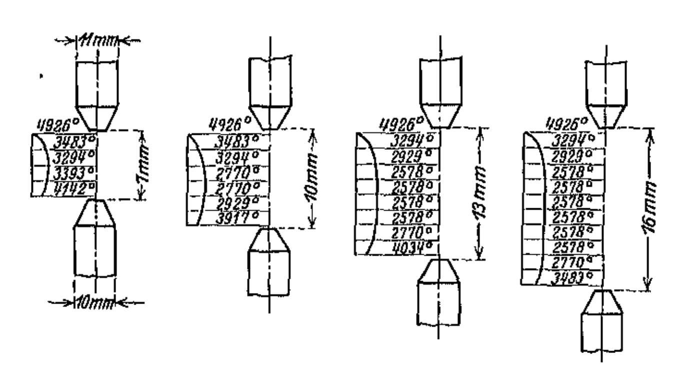


Abb. 17. Temperatur im Lichtbogen in Abhängigkeit von dem Elektrodenabstand.

22. Spar- und Dauerbrandlampen. Den Abbrand der Kohlen kann man durch Verminderung der Luftzufuhr herabsetzen.

Die Brenndauer von Lampen mit eingeschlossenem Bogen, der sogenannten Dauerbrandlampen, beträgt 70 bis 150 Stunden bei 350 mm Nutzkohlenlänge, die der Reinkohlen-(Spar)-lampen mit eingeschlossenem Lichtbogen, bei denen der Luftabschluß nicht so völlig durchgeführt ist, etwa 20 bis 30 Stunden. Die Dauerbrandlampen haben eine Lichtbogenspannung von 80 bis 160 Volt und werden für Stromstärken von 6 bis 15 Amp. hergestellt. Für photographische Zwecke ist, wie gesagt, das starke Mitleuchten des Bogens (violette Kohlenstoffbanden) sehr günstig.

Die Lichtausbeute ist für Gleichstrom 4 bis 8 Lm/Watt, bei Wechselstrom 2,2 bis 4 Lm/Watt. Die Sparlampen wurden für 3 bis 8 Amp. hergestellt, die Lichtausbeute war 10 bis 15% geringer als bei offenen Lampen. Die Dauerbrandlampen finden beleuchtungstechnisch keine Verwendung mehr.

23. Die Druckbogenlampe. Durch Erhöhung des Gasdruckes suchten Lummer und später Mathiesen die Temperatur der Anode zu erhöhen und somit die Lichtausbeute zu verbessern. Bei 22 Atmosphären Druck wurden 7600° abs. erreicht und, wie Lummer[1]) feststellte, eine Leuchtdichte von über 280000 HK/cm². Jedoch ist der Lichtbogen einer solchen Lampe sehr kurz und unstabil, die Ausführung solcher Lampen in großer Zahl für praktischen Gebrauch ist infolge Schwierigkeiten des Verschlusses für den großen Druck technisch kaum durchführbar. Auch ist es kaum möglich, das erzeugte Licht praktisch auszunutzen, da sich die Elektroden bei fast allen Lagen gegenseitig verdecken.

f) Lichtbogen- und Elektrodentemperaturstrahlung.

24. Flammenbogenlampen. Bei den Flammenbogenlampen wird durch Imprägnierung der Elektrodenmasse mit Metallsalzen[2]) oder durch geeignete Dochte für eine Erfüllung des Entladungsraumes mit Metalldämpfen, deren Bogenspektren möglichst günstig für die Lichterzeugung sind, gesorgt. Bei der offenen Flammenbogenlampe ragen die beiden nebeneinanderstehenden Kohlen aus dem durchbohrten Schamotteteller des Sparers heraus. Der Lichtbogen liegt etwa 2 cm unterhalb des Sparers. Die Kohlen werden durch ein Differentialregelwerk mit Hebelübertragung auf konstanter Bogenspannung gehalten.

Die offene Flammenbogenlampe ist in bezug auf die Lichtausbeute die wirtschaftlichste Lichtquelle. Man erreicht mit Kohlen mit gelbem Flammen-

[1]) O. Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur, Braunschweig 1914.

[2]) C. R. Böhm, Chem.-Ztg. Bd 90, S. 637. 1916.

bogen in Gleichstrom 35 Lm/Watt, in Wechselstrom 25 Lm/Watt. Die lastung der 650 mm langen, zur Verminderung des Spannungsabfalles mit Zinkader versehenen Effektkohlen ist etwa 0,13 Amp./mm². Die Spannung Lichtbogen, der magnetisch nach unten herausgeblasen wird, beträgt ca. 45 der Beruhigungswiderstand nimmt ca. 10 Volt auf. Das Licht geht im wes lichen vom Flammenbogen aus, seine Farbe hängt von dem für den D benutzten Metallsalz ab. Bei Verwendung von Calziumfluorid ist die Färb des Lichtbogens gelb, bei den Fluoriden der Cererden weiß.

Die bei diesen an offener Luft brennenden Flammenbogenlampen di den schnellen Abbrand der Kohlen entstehenden großen Bedienungskosten hinderten die Einführung.

Neuerdings ist es gelungen, betriebssichere Flammenbogenlampen n dem Dauerbrandprinzip herzustellen. Die Glocke, die den Brennraum abschli ist so eng bemessen, daß infolge der starken Erhitzung der Wände eine strömung entsteht, durch die die verdampften Teilchen außerhalb des für Lichtdurchlassung maßgebenden Teiles der Glocke niedergeschlagen wer (ca. 10% Abnahme nach 120 Stunden). Die zur Verdampfung gebrachten Met salze setzen sich in einem oberen und einem unte Kondensationsraum ab, wo sie die Lichtausstr lung nicht behindern. Beim Einsetzen neuer Kol (bei den jetzt gebräuchlichen Kohlenabmessun nach etwa 120 Stunden Dauerbetrieb) muß nat lich zugleich eine sorgfältige Reinigung der Glo vorgenommen werden.

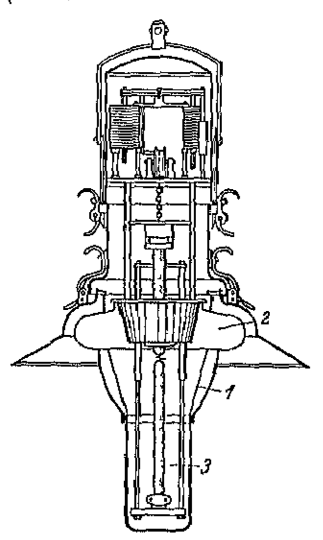


Abb. 18. Dia Carbone-Lampe.
1 Brennraum, 2 oberer Kondensationsraum, 3 unterer Kondensationsraum

Als typischer Vertreter dieser Dauerbra flammenbogenlampe sei die Dia-Carbone-Lamp (schematische Zeichnung Abb. 18) angegeben. homogenen Effektkohlen stehen übereinander, positive, dickere Kohle ragt durch den Schamot körper. Das Regelwerk ist als Differential-S lenoidregelwerk ausgebildet. Die Kohledick schwanken je nach der Stromstärke der Lamp zwischen 14 und 27 mm. Das Abbrandverhält der negativen zur positiven Kohle ist rund 1:2 die Strombelastung beträgt für die positive Ele trode nur etwa 0,02 Amp./mm², für die negati etwa 0,04 Amp./mm². Eine 8-Ampere-Lampe f Gleichstrom hat z. B. 22 mm dicke positive u 14 mm dicke negative Kohlen. Der Abbrand ist 1,5 mm/Std. Die Bogenspannung beträgt 42 bis 43 Volt. Bei Gleichstrom i im Regelwerk 1,5 Volt, bei Wechselstrom 2 bis 3 Volt Spannungsabfall vo handen. Gleichstromlampen werden für 8, 10, 12, 15 Amp., Wechselstromlamp für 10, 12, 15, 18 Amp. gebaut.

Die Lampen werden mit doppelter Klarglasglocke (resp. einer Klarglasinne und einer Opalglasaußenglocke) und Reflektor (zwei verschiedene Typen: Brei strahler und Tiefstrahler) versehen. Die erste Glocke dient zum Abschluß d Lampe nach außen, die zweite zum Abschluß des Brennraumes gegen Luf Es hat sich herausgestellt, daß es nicht zweckmäßig ist, den Abschluß vollkomme zu machen, sondern daß der Zutritt einer geringen Luftmenge die Lichtkonsta

[1]) Vgl. G. LAUE, Die neueste Entwicklung der Bogenlampe. Elektrot. ZS. Bd 4 S. 1445 1926.

der Lampe besonders bei Kohlen mit Leuchtzusätzen, die gelbes Licht geben, günstig beeinflußt.

Die Lichtleistung beträgt unter Einrechnung des Beruhigungswiderstandes bei Verwendung von Kohlen mit Leuchtzusätzen, die gelbes Licht ergeben, bei Gleichstrom etwa 27 Lm/Watt, bei Wechselstrom 25 Lm/Watt, bei Verwendung von Kohlen mit Leuchtzusätzen, die weißes Licht ergeben, bei Gleich- und Wechselstrom etwa 21 Lm/Watt.

Speziallampen, die nicht der Allgemeinbeleuchtung dienen, werden auch noch als offene Flammenbogenlampen gebaut. Die Kohlen erhalten z. B. für Filmaufnahmeateliers eine Imprägnierung mit Salzen, deren Bogenspektrum viele Linien im Violett und langwelligem Ultraviolett hat. Kleinere Bogenlampen fur 4 bis 10 Amp. werden für Heilzwecke mit Effektkohlen mit Eisen-, Wolfram- und Nickelzusatzen, Metallen, deren Bogenspektrum reich an ultravioletten Linien ist, benutzt.

25. Die Beckbogenlampe. Bei der Flammenbogenlampe ist die Begrenzung der Lichtausbeute nicht wie bei der Elektrodenbogenlampe durch Verdampfung der Elektroden gegeben. Steigert man die Stromstärke und verhindert gleichzeitig eine Vergroßerung des Lichtbogenansatzes an der Anode, so kann man in dem konzentrierten Lichtbogen eine außerordentlich wirksame Lichtquelle erhalten. BECK erzielte die Konzentration bei Überlastung durch Umspulung der Anode mit Leuchtgas oder Spiritusdämpfen. Hierdurch trat eine Verminderung des Abbrandes und eine Abkühlung um 1000 bis 1100° infolge der Wärmeabfuhr durch die Kohlenwasserstoffe ein.

GEHLHOFF ersetzte die Gasspülung durch Umhüllung der Kohle mit einem Rohr aus feuerfestem Material, in dem sich die Kohle selbsttätig einen die weitere Verbrennung verhindernden Gasmantel schafft, und durch Zusatz geeigneter Verbindungen zur Kohle. Die Strombahn schnürt sich an der Anode stark zusammen, es bildet sich vor der Stirnfläche und im tiefen Krater der Anode ein Dampfwölkchen außerordentlich hoher Temperatur, von ihm geht die Hauptlichtstrahlung aus. Die Kohlen erhalten einen Zusatz von schwer verdampfbaren Metalloxyden anstatt der sonst verwandten Fluoride. Dadurch wird bewirkt, daß die Metalldämpfe sich nicht weit vom Krater entfernen können, ohne niedergeschlagen zu werden, und nicht in den Lichtbogen hineindiffundieren, ferner wird die Belastbarkeit erhöht und die Rauchentwicklung weitgehend vermieden.

Als Belastung wird fur die Anode ca. 1 Amp./mm², für die Kathode ca. 1,5 Amp./mm² gewählt. Das Licht hat eine tageslichtähnliche Farbe, die Leuchtdichte der Anode betragt, ähnlich wie bei den Flammenbogenlampen, bis zu 126000 HK/cm² entsprechend einer schwarzen Temperatur von 5100° abs. Es ist dies die 7fache Leuchtdichte der Bogenlampe mit reinen Kohlen[1]).

Die Bestimmung der Leuchtdichte ist schwierig, da der Krater nicht auf der ganzen Kohlenoberflache die gleiche Leuchtdichte besitzt. Der eigentliche Ansatzpunkt des Bogens hat die größte Intensität, ist aber viel kleiner als der Kohlendurchmesser.

Die Leuchtdichte im Flammenbogen wurde bei Verwendung von gelben Effektkohlen von Gebr. Siemens von F. PATZELT (mündliche Mitteilung) zu 1300 HK/cm² gemessen.

Die Beckbogenlampe wird in zwei Ausfuhrungen verwandt; die eine ist fur Kinoprojektion in Amerika üblich und die andere in Deutschland. Bei den amerikanischen Lampen rotiert die positive Kohle. Sie ist 5 cm hinter dem

---

[1]) G. GEHLHOFF, ZS. f. techn. Phys. Bd. 1, S 37. 1920.

glühenden Ende gefaßt, und der Strom wird ihr durch Graphitbacken zugefü
Bei 150 Amp. und 16 mm Kohle ist der Durchmesser des Kraters etwa 12
13 mm und ergibt in horizontaler R
tung 125000 HK, hat also eine Leu
dichte von rund 100000 HK/cm².
Deutschland werden, wie erwähnt,
Kohlen zur Verbesserung der Wär
leitung und der Stromleitung stark
kupfert und der Strom am Einspa
ende zugeführt. Es werden Lam
von 25 bis 300 Amp. verwandt.
Abb. 19 zeigt schematisch die
scheinung eines Becklichtbogens.
Spektrum des Lichtbogens zeigen
beim Aufsehen auf die Anode die
tallinien stark auf schwach kontinu
lichem Grund.

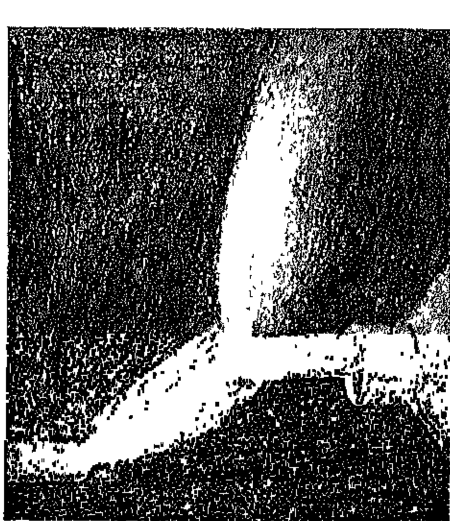


Abb 19. Erscheinungen am Beckbogen

26. Konzentrationsbogenlar von GERDIEN und LOTZ[1]. GERDIEN
LOTZ machten den Versuch, du
Einschnürung eines Lichtbogens
noch höhere Leuchtdichte zu erzie
als es bei der Beckbogenlampe mög
ist. Sie wandten dazu ein von Wasser überrieseltes Diaphragma an, das sie an ei
bestimmten Stelle der positiven Säule einsetzten. Als Kohle verwandten
verkupferte Kohle mit einem Leuchtzusatz von Edelerden, deren Strahlung
geringe Empfindlichkeit für Temperat
änderungen hat. Die Zündung des Bog
wird durch einen dünnen Kohlestift h
vorgerufen, der, ohne das Diaphragma
berühren, die Elektroden verbindet
im Augenblick der Zündung verdam
Die Anode wird bei dieser Lampe
etwa 2,5 Amp./mm² belastet und hat ei
Abbrand von 7 bis 8 mm pro Minute. Inn
halb des Diaphragmas beträgt die Stro
dichte rund 100 Amp./mm². Der Bo
zeigt ein kontinuierliches Spektrum
einem übergelagerten Wasserstoffspektr
(vom Kühlwasser des Diaphragmas). D
kontinuierliche Teil des Spektrums ze
die 2- bis 5fache Leuchtdichte des Kol
kraters. Die Leuchtdichte der verbreit
ten Wasserstoff-Serienlinien ist 20-
50fach so groß wie die Leuchtdichte
Kohlekraters für die entsprechenden
reiche. Durch radiale Einführung
Metallstäbchen in die Symmetrieeb
des Diaphragmas konnten die versch

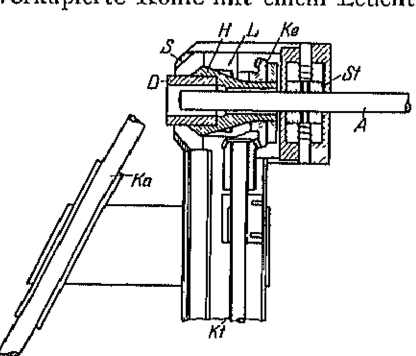


Abb. 20. Bogenlampe nach GERDIEN und LOTZ. *A* Anode, *Ka* Kathode, *D* Wassergek. emaill. Diaphragma, *H* Hohlkonus, mit tangent. Bohrung, *L* Lager, *S* Spritzwasserschutz, *Ke* Kegelrad, *Kt* Kegeltrieb, *St* Stromzuführung zur Anode In dem konisch ausgedrehten Lager *L* lauft ein eingepaßter, von einem Kegelrad angetriebener Konus *H* mit zylindrischer Bohrung und eingesetztem emaillierten Rohrstück *D*. In den Hohlraum zwischen *H* und *L* wird Druckwasser eingeführt, das von dort in kleinen, zur inneren Bohrung tangential verlaufenden Kanalen in das Innere von *H* strömt. Durch die Zentrifugalkraft wird das Wasser an die Innenflache von *H* fest angepreßt. Es breitet sich dann auch über das Rohrstück *D* aus und läuft schließlich von dessen abgerundetem Rand nach außen in einen Schutzwasserfang *S* ab. In der Durchbohrung des umlaufenden Teiles ist von rückwarts eine ruhende Anode *A* eingeführt, die dem Abbrand entsprechend nachgeschoben wird Stromzuführung durch federnde Kontaktstucke Die Kathode *Ka* steht schrag nach unten geneigt.

[1] H. GERDIEN u. A. LOTZ, Wiss. Veroffe
a. d. Siemens-Konz. Bd 2, S. 489. 1922; ZS
techn. Phys. Bd. 5, S. 515. 1924.

densten Metallspektren erhalten werden. Abb. 20 zeigt ein schematisches Bild der Lampe.

27. Titan-Karbid-Lampen und Magnetitbogenlampen[1]. Diese Lampen haben eine Kupferanode, die Kathode besteht aus Titan-Karbid bzw. aus einem dünnwandigen Eisenrohre, das mit einer Mischung von Magnetiteisenerz und Titandioxyd gefüllt ist. Bei beiden wirken die Titanoxyddampfe als Lichtquelle. Sie geben ein glänzend weißes, aber etwas flackerndes Licht. Besonders die sog. Magnetitlampen sind in Amerika eine Zeitlang zur Straßenbeleuchtung benutzt worden. Sie werden für Stromstärken von 4 bis 6,6 Amp. bei Bogenspannung von rund 80 Volt ausgeführt und geben eine Lichtausbeute von 12 Lm/Watt bzw. 20 Lm/Watt bei einer Lebensdauer der Kathode von rund 75 bzw. 50 Stunden. (Die Anode brennt nicht ab.)

28. An der Luft brennende Wolframbogenlampe (Hall-Lampe). Um die starke Ultraviolettstrahlung in dem Wolframbogenspektrum auszunutzen, ist neuerdings eine an der Luft brennende Wolframbogenlampe durchgebildet worden[2]. Die Elektroden bestehen aus gehämmerten Wolframstäben, die sich zuerst berühren und dann beim Einschalten bis zu einer bestimmten Entfernung auseinandergezogen werden. Ein Nickelreflektor wirft die Strahlung in die gewünschte Richtung. Die Stromstärke beträgt 3,5 bis 4,5 Amp. Anwendung findet die Lampe für medizinische und spektroskopische Zwecke.

[1] C. R. McKay, Electr. World Bd. 54, S. 309. 1909.

[2] Cox Cavendish, Electr. Comp Ltd. London Vgl. Electr. Rev Bd. 98, S. 814. 1926.

Kapitel 16.

Lichtquellen für Sonderzwecke.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 28 Abbildungen.

1. Geforderte Eigenschaften. Je nach dem Verwendungszweck werden Sonderlichtquellen bei der Konstruktion in bezug auf eine bestimmte Anforderung durchgebildet. Im folgenden ist die Einteilung nach den am häufigsten vorkommenden Anforderungen vorgenommen. Es sind dies:

1. große Lichtkonstanz, z. B. bei Normallichtquellen für Photometrie, Spektraluntersuchungen und Pyrometrie,

2. gleichmäßige Leuchtdichte, eine Bedingung, die z. B. bei der Spaltbeleuchtung und bei der Projektion wichtig ist;

3. die Betonung oder ausschließliche Lage des Lichtes in bestimmten Spektralbereichen. Gebiete, die dieses erfordern, sind die Polarimetrie, Photographie, die Eichung von Spektralapparaten und das Signalwesen. Bei diesem letzteren tritt als besonderes Erfordernis

4. große Ein- und Ausschaltgeschwindigkeit der Lichtquellen auf;

5. große Leuchtdichte, wichtig bei den Lichtquellen für Projektionszwecke und Scheinwerfer;

6. besondere Gestaltung des Leuchtkörpers;

a) zwecks Erzielung einer dem besonderen Zweck angepaßten Verteilungskurve. Diese Forderung tritt bei Normallampen für photometrische Zwecke, bei Lampen zum möglichst gleichmäßigen Ausleuchten von Flächen, wie Projektionslampen, sowie überhaupt für alle in Verbindung mit in einem Leuchtgerät verwandten Lichtquellen auf.

b) Zwecks Herstellung einer kleindimensionierten Lampe, wie sie z. B. für medizinische Zwecke gebraucht wird.

Da die zur Erzeugung von Licht bestimmter spektraler Lage vorhandenen Gasentladungslampen, die mehr oder minder eine besondere Entladungsart verkörpern, bereits in dem Kapitel 15 angegeben sind und Bogenlampen der in demselben Kapitel bereits angegebenen Typen für Lichtquellen großer Leuchtdichte benutzt werden, beschrankt sich die Zusammenstellung hier mit wenigen Ausnahmen auf Angabe besonderer Formen von elektrischen Glühlampen und Grundzügen von apparativen Anordnungen für einige Spezialzwecke. Auf die bereits behandelten Lichtquellen finden sich an den betreffenden Stellen Hinweise.

a) Lichtquellen mit konstanter Strahlung.

2. Die Lichtnormale, die Hefnerlampe. Die ursprünglichen Normallichtquellen sind offene Flammen, die mit flüssigen Brennstoffen gespeist werden.

Das Urnormal in Deutschland ist die Hefnerlampe[1]. Sie wird mit Amylazetat gespeist. Ihre Lichtstärke ist bei einem Barometerstand von 760 mm Hg, einem Feuchtigkeitsgehalt von 8,8 l auf 1 m³ trockene, kohlensäurefreie Luft bei einer Flammenhöhe von 40 mm in horizontaler Richtung eine Hefnerkerze. Von den Messungen über Farbtemperatur der Hefnerlampe ist die neueste die von DZIOBEK und HOFFMANN[2]: 1910° abs. ± 5°. Die Energieverteilung im sichtbaren Gebiet ist von ÅNGSTRÖM[3] und VALENTINER und RÖSSIGER[4] gemessen worden. Untersuchungen über die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe wurden von KÖTTGEN[5] und GERLACH[6] ausgeführt.

Als spektral bestbekannte Lichtquelle wird die Azetylenflamme angesprochen[7]. Je nach der Brennerform ist die spektrale Zusammensetzung verschieden. So hat nach Messungen des Bureau of Standards die Flamme des Crescent Aero-Brenners eine Farbtemperatur von 2450° abs., die zylindrische Flamme des Standardbrenners der Eastman Kodak Co. (Abb. 1) eine solche von 2360° abs. ± 10°[8]. Die schwarze Temperatur für $\lambda = 6{,}65 \cdot 10^{-5}$ cm in der Flammenmitte beträgt 1728° abs.[9]. Die spektrale Intensitätsverteilung in der Azetylenflamme des Standardbrenners der Eastman Kodak Co. im sichtbaren Gebiet ist aus Tabelle 1 zu ersehen. Es ist das Verhältnis der Intensität der Flamme zu der des schwarzen Körpers bei 2360 und 2450° abs. wiedergegeben. Das Verhältnis ist bei $4{,}8 \cdot 10^{-5}$ cm gleich 1 gesetzt.

Tabelle 1. Verhältnis der Strahlungsintensitäten des „Eastman Standard" — Azetylenbrenners (Zylinderform) zu denen des schwarzen Körpers bei 2360° abs und 2450° abs (Temperaturskala. c_2 1,435 cm·Grad, Goldschmelzpunkt 1336° abs.)

Wellenlänge in cm	Verhältnis der Intensitäten bei 2360° abs.	2450° abs
$4{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm	0,58	0,62
4,2	0,70	0,75
4,4	0,83	0,87
4,6	0,93	0,95
4,8	1,00	1,00
5,0	1,06	1,04
5,2	1,09	1,04
5,4	1,10	1,04
5,6	1,12	1,04
5,8	1,12	1,04
6,0	1,14	1,03
6,2	1,14	1,02
6,4	1,14	1,01
6,6	1,12	0,99
6,8	1,11	0,97
7,0	1,10	0,95
7,2	1,09	0,93
7,4	1,08	0,91

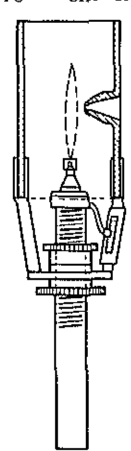


Abb. 1. Vertikalquerschnitt durch einen Azetylen-Standardbrenner. Flammenhöhe ca. 5 cm, Breite 0,3 cm, Beobachtungsöffnungshöhe 0,3 cm, Breite 1 cm.

Als Primärnormal für Lichtmessungen ist die Azetylenflamme nicht brauchbar. Die Brenner lassen sich nicht mit der erforderlichen Genauigkeit herstellen. Jeder Brenner muß also für die Benutzung als Sekundärnormal geeicht werden.

3. Sekundäre Normalien. Als sekundäre Normalien werden elektrische Glühlampen benutzt, bei denen die Abhängigkeit der Lichtstärke von der Strom-

[1] v. HEFNER-ALTENECK, Elektrot. ZS. Bd. 5, S. 21. 1884. Jetzige Form ZS. f. Instrkde. Bd. 13, S. 257. 1893. Beschreibung der Lampe siehe Abschnitt Photometrie.

[2] W. DZIOBEK u. F. HOFFMANN, ZS. f. Instrkde. Bd. 47, S. 327. 1927.

[3] K. ÅNGSTRÖM, Acta Soc. Upsal. 1895 u. 1903; Phys. Rev. Bd. 5, S. 456. 1904.

[4] S. VALENTINER u. M. RÖSSIGER, Ann. d. Phys. Bd. 76, S. 785. 1925.

[5] E. KÖTTGEN, Wied. Ann. Bd. 53, S. 793. 1894.

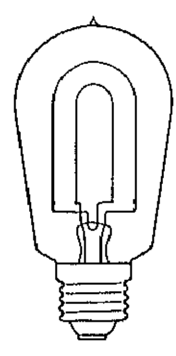
[6] W. GERLACH, Phys. ZS. Bd. 14, S. 577. 1913.

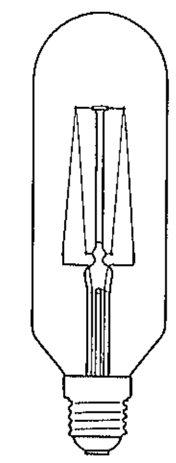
[7] J. GUILD, „A Critical Survey of Modern Developments in the Theory and Technique of Colorimetry and Allied Sciences." Proc. of the Opt. Convention London 1926.

[8] W. W. COBLENTZ, Journ. Frankl. Inst. Bd. 188, S. 399. 1919; Bull. Bur. of Stand. Bd. 15, S. 639. 1919–1920.

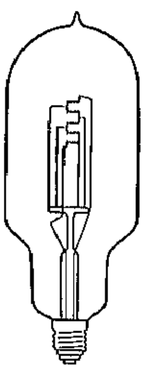
[9] E. P. HYDE, W. E. FORSYTHE u. F. E. CADY, Abstr. Bull. Nela Res. Lab. Bd. 1, S. 551. 1925; Journ. Frankl. Inst. Bd. 188, S. 129. 1919.

stärke resp. Spannung möglichst während längerem Betrieb der Lampen u ändert bleibt. Um dies zu erreichen, muß einmal fur konstante Strahlung, Unveränderlichkeit der strahlenden Oberfläche, und zweitens für gleichbleibe Temperaturverlauf längs des Fadens gesorgt sein. Um die Gleichheit der Oberfläche zu erhalten, wird das Fadenmaterial sorgfältig ausgewählt und die Entlüftung unter Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln (besonderes Pumpverfahren) vorgenommen. Um eine Änderung des Temperaturverlaufs zu vermeiden, werden Verlagerungen des Fadens und die dabei auftretenden Wärmekontaktänderungen durch Schweißkontakte an Zuführungen und Haltern unmöglich gemacht. Außerdem wird auf eine einfache geometrische Form des Leuchtkörpers Wert gelegt, damit erstens eine geringe Verdrehung gegen die Normalstellung bei Messungen auf der Photometerbank keinen Fehler verursacht, und damit zweitens die Lichtverteilungskurve (Auftragung der unter verschiedenen Winkeln gemessenen Lichtstärken) einen einfachen Verlauf zeigt und sich der Gesamtlichtstrom l aus den Messungen in verschiedenen räumlichen Winkeln berechnen l


Abb. 2 Kohlefaden-photometerlampe


Abb. 3. Photometer mit Wolframfad

Die Bestimmung des Gesamtlichtstromes ist zur Eichung ULBRICHTschen Photometerkugel notwendig, da diese nicht dem Urnormal geeicht werden kann. Man verwendet Bügellam mit Kohlefäden (Abb. 2) oder für weißere Lichtfarbe mit Wolfr drähten (Abb. 3). Um störende Reflexion an der Glockenw und an dem hinteren Glashalter unwirksam zu machen, wird Gestell und evtl. die hintere Glockenwand mattiert. Um N mallampen, die die Farbe der Nitralampen haben (vgl. folg den Abschnitt), herzustellen, hat man den Leuchtkörper in F kurzer Wendeln hergestellt. Als Drahtmaterial muß, um na trägliche Verziehungen zu vermeiden, ein gut durchkristallis ter Draht verwandt werden. Von diesen Wendeln können oder mehrere an feste Halter angeschweißt werden (Abb. 4 Diese Normallampen mit horizontaler Wendelanordnung eig sich nicht für Messungen auf der Photometerbank, da Lichtausstrahlungskurve in verhältnismäßig geringen Win abständen Maxima und Minima zeigt. Auch die punktweise A wertung zur Bestimmung der mittleren sphärischen Lichtstärke für die Eich der Kugelmessungen ist bei diesen Lampen zeitraubend und mit verhält mäßig großen Fehlern behaftet.


Abb 4 Photometerlampe mit Leuchtkorper aus Wolframwendeln.

Die Abb. 5 zeigt die Lichtverteilungskurve einer Einwendellampe 24 V 40 Watt in den drei Hauptebenen. Zur Herabminderung der Ungleichmäß keiten der Lichtausstrahlungskurve sind neuerdings Normallampen mit T glas- (Opal-) Kugeln hergestellt worden[2]). Die Abb. 6 zeigt die Lichtausstrahlu

[1]) Entnommen aus B. P. DUDDING u. G. T. WINCH, Proc. of Optical Convention, L don 1926.

[2]) W DZIOBEK u. M. PIRANI, Licht u. Lampe Bd. 16, S 473. 1927 und E. L. J. MATTHE Licht und Lampe Bd. 17, S. 7. 1928.

kurven der 24 Volt/40 Watt-Lampe in einer Opalglocke. Man sieht, daß diese Lampe infolge der gleichmäßigen Lichtverteilungskurven in verschiedenen Ebenen sich gut zur punktweisen Auswertung eignet und daher als sekundäres Normal sowohl für Bankmessungen als auch für Kugelmessungen verwendet werden kann. Bei diesen Opallampen liegt der Lichtschwerpunkt in der Leuchtsystemebene. Denn, wie HALBERTSMA[1]) nachgewiesen hat, muß bei einer leuchtenden Halbkugel die Entfernung vom Mittelpunkt der Halbkugel abgezählt werden für alle solche Punkte, für welche der gesehene Teil der Halbkugeloberfläche von einem Kreise begrenzt wird.

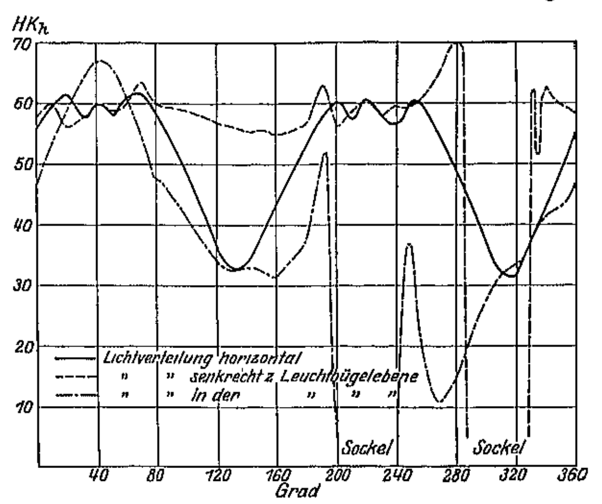


Abb. 5. Lichtverteilung einer Nitra-Klarglaslampe 24 Volt/40 Watt.

4. Lichtfarbe der Normalien. Außer auf die Konstanz des Lichtes und die Form der Lichtausstrahlungskurve muß auch bei einer Normallampe für photometrische Zwecke auf die Lichtfarbe Rücksicht genommen werden, da Lichtmessungen, bei denen Farbunterschiede zwischen Normallampe und Meßobjekt vorhanden sind, schwierig und ungenau sind. Die Eichung eines Kugelphotometers muß außerdem auch infolge einer evtl. vorhandenen selektiven Reflexion des Farbanstriches oder einer selektiven Durchlassung der Milchglasscheibe stets mit einer Normallampe gleicher Lichtfarbe vorgenommen werden.

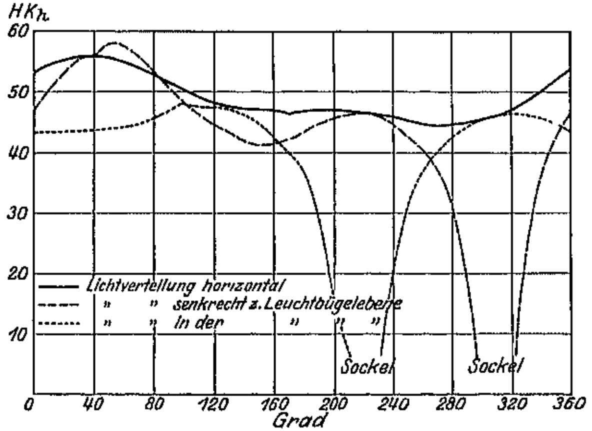


Abb. 6. Lichtverteilung einer Nitra-Opallampe 24 Volt/40 Watt.

Für den Anschluß an das Urnormal, die Hefnerlampe, verwendet man im allgemeinen Kohlefadenlampen, die bei etwa 4 Watt/HK_h annähernd gleiche Lichtfarbe haben. Die Strahlung der Leuchtkörper ist, wie die internationalen Vergleiche in den letzten 20 Jahren gezeigt haben, außerordentlich konstant. Man kann mit Kohlefadenlampen nur Farbtemperaturen bis etwa 2100° abs. erreichen. Für Lichtfarben, die der Strahlung des schwarzen Körpers bei höheren Temperaturen entsprechen, verwendet man Wolframvakuumlampen. Zum Vergleich mit gasgefüllten Lampen, deren Leuchtkörper wesentlich höher erhitzt ist, kann man die ungefilterte Strahlung von Wolfram-Vakuumlampen nicht mehr verwenden. Die Möglichkeit der Temperaturerhöhung des Leuchtkörpers durch Einbringen in eine indifferente Gasatmosphäre ist zwar vorhanden, jedoch

[1]) N. A. HALBERTSMA, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 26, S. 121, 1920.

würde bei den ausgedehnten Leuchtsystemen der Bügellampen durch die en stehenden Gasströmungen die Temperaturverteilung im Leuchtkörper geände werden, und da diese Strömungen evtl. durch Vorgänge außerhalb der Glock Luftzug usw., beeinflußbar sind, keine Gewähr für konstante Lichtstrahlun vorhanden sein.

Man verwendet daher die in voriger Ziffer beschriebenen gasgefüllten Lampe mit kurzem Leuchtsystem und Trübglas (Opalglocke). Gegebenenfalls kan man auch die Strahlung der Vakuumlampen durch Umgeben mit einer bläulic gefärbten Glocke so verändern, daß die Farbtemperatur steigt. Die Lichtstärke de Lampen wird dabei um 30 bis 50% vermindert. Ebenfalls kann durch Zwischen schaltung einer Blauscheibe die Farbtemperatur der Strahlung einer Lamp erhöht werden. Untersuchungen darüber hat z. B. Reeb[1]) gemacht.

5. Sekundärnormalien für Pyrometerzwecke. Für Pyrometereichung werde Lampen, deren Leuchtdichte an einer bestimmten Stelle konstant ist, bei dene es aber nicht auf den Gesamtlichtstrom ankomm gebraucht. Hier können gasgefüllte Wolframlampe mit kurzem Leuchtsystem verwandt werden. Di Temperaturverteilung ist bei solchen Systemen vo kleineren äußeren Einflüssen weitgehend unabhängi In Abb. 7 ist eine als sekundäres Temperaturnorma zum Eichen von optischen Pyrometerlampen kon struierte Wolframbandlampe mit Gasfüllung wieder gegeben. Bei einer Bandbreite von 2 mm, einer Banc dicke von 0,06 mm und einer Bandlänge von 25 mı hat eine solche Lampe an der hellsten Stelle eine schwarz Temperatur ($\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm) von 2400° abs. (Leucht dichte etwa 400 HK/cm²) bei einer Stromstärke vo etwa 18 Amp. Eine Marke am Rande des Bandes be zeichnet die Stelle, für die die Abhängigkeit der Leucht dichte von der Stromstärke bestimmt wird. (An schluß an die Strahlung des schwarzen Körpers durc Feststellung der Abhängigkeit der schwarzen Tempe ratur $T_{S\lambda}$ von der Stromstärke.)

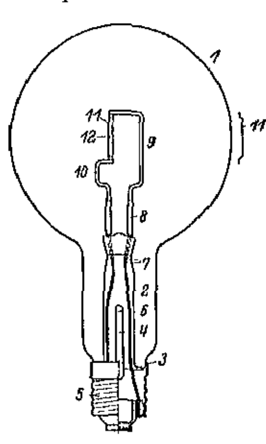


Abb. 7. Temperaturbandlampe. 1 Glocke, 2 Fuß, 3 Einschmelzung, 4 Pumpröhrchen, 5 Sockel, 6 Kupferzuführungen, 7 Einschmelzdraht, 8 Nickelelektroden, 9,10 Molybdänelektroden, 11 Wolframband, 12 Meßmarke.

Zuweilen tritt in dem Wolframband mit der Zei eine Sammelkristallisation auf, durch die die Ober fläche und damit die Leuchtdichte verändert werden kann. Die Lampen müsse folglich nach längerem Gebrauch nachgeprüft werden. Mit geeichten Lampen die ser Konstruktion ist z. B. ein Vergleich der Temperaturskalen in Amerika un Deutschland vorgenommen worden[2]).

Beim Vergleich von Angaben verschiedener Pyrometerlampen kann al Leuchtfläche auch die Anode einer Wolframbogenlampe benutzt werden. Di Größe der Leuchtdichte kann hier bis zu ca. 2400 HK/cm² ($T_S = 2900°$ abs. gesteigert werden. Bezüglich der Anpassung an die normalen Strom- un Spannungsverhältnisse ist diese Lampe günstiger, jedoch wird sich bei Neu zündung durch Veränderung des Lichtbogenansatzes die Abhängigkeit Strom stärke zu Leuchtdichte an einer bestimmten Stelle leicht ändern. Zur Herstellun

[1]) O. Reeb, ZS. f. techn. Phys. Bd. 4, S. 389. 1923. S. a. W. Dziobek, Die Frage de Lichteinheit (Hefnerkerze und Internationale Kerze). Licht und Lampe Bd. 17, S. 77. 192

[2]) Die Herstellung sehr viel breiterer Bänder geringerer Dicke zwecks Vergrößerun der Fläche oder Verkleinerung des Stromverbrauches und Erhöhung der Lampenspannun ist zwar möglich, aber nicht empfehlenswert, da sehr dünne Bänder mit dem notwendige gleichmäßigen Querschnitt schwer herstellbar sind, und außerdem die Sammelkristallisatio bei dünnen Bändern noch störender wird.

von Leuchtdichten, die noch höheren Temperaturen entsprechen, kommt die Kohlebogenlampe in Betracht. Mit diesen ist in bestimmten Belastungsgrenzen ein Fixpunkt für absolute Eichung herstellbar. Homogenkohle A[1]) der Gebrüder Siemens hat nach Messungen von HENNING und HEUSE[2]) bei Belastung von 0,3 bis 0,4 Amp./mm² eine schwarze Temperatur von 3703° abs., nach den Messungen von PATZELT[3]) 3775° abs. bei einer Belastung 0,2 bis 0,5 Amp./mm². Bei einer Belastung von 0,2 bis 0,5 Amp./mm² ist die schwarze Temperatur von Graphitkohle nach Messungen von PATZELT 3850° abs (mit Rücksicht auf die Differenz bei den Messungen mit Homogenkohle A 3775°).

6. Pyrometerlampen. Als Leuchtdichtennormal in optischen Pyrometern oder Mikropyrometern werden kleine Wolframlampen mit bügelförmigem Faden von 0,03 bis 0,05 mm Durchmesser verwendet; Spannung von 2 bis 4 Volt. Im allgemeinen erhitzt man die Faden höchstens auf eine schwarze Temperatur von ca. 1800° abs. (Stromstärke dann zwischen 200 bis 500 mA). Damit die Reflexbilder des Leuchtfadens beim Messen nicht stören, wird ein Überdecken von Faden und Fadenbild durch Verwendung konischer Glocken vermieden (Abb. 8). Fast verzerrungsfreie Abbildung des leuchtenden Gegenstandes, dessen Temperatur bestimmt werden soll, erhält man bei Verwendung von Pyrometerlampen mit planparallelen Glockenwänden (Abb. 9). Diese Lampen werden deshalb meist in Mikropyrometern benutzt. Obgleich der Leuchtdraht der Pyrometerlampen im Vergleich zu der Temperaturbeanspruchung der normalen Wolframvakuumlampen sehr niedrig belastet ist, zeigen sie doch im Laufe der Zeit gewisse Schwankungen in der Leuchtdichte, die von Veränderungen der Oberflächenbeschaffenheit des Leuchtdrahtes herrühren. Geringe Gasspuren, die beim Entluften zurückbleiben, fuhren im Laufe des Gebrauches zu solchen Änderungen, die die Temperatur-Stromstärkenabhängigkeit bei 1800° abs. um 10 bis 15° verschieben können. Eine Nacheichung der Lampen ist somit notwendig Bei Präzisionsmessungen sind die Beugungserscheinungen an runden Drahten evtl. schon störend. Man hat daher versucht, Pyrometerlampen mit einem an der Bügelspitze flach geschliffenen Faden herzustellen.

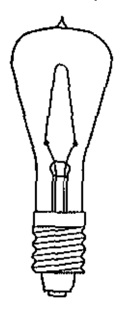


Abb. 8. Pyrometerlampe mit konischer Glocke.

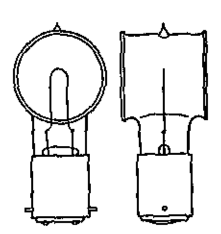


Abb 9 Pyrometerlampe mit Planglasern.

7. Lampen mit gleichmäßiger Leuchtdichte für Photometer-Spaltbeleuchtungen. Bei Untersuchungen von Spektren oder bei spektralphotometrischen Messungen ist eine Lichtquelle, die den Spalt der Spektralapparate gleichmäßig ausleuchtet, notig. Man verwendet dazu noch jetzt vielfach den Nernststift[4]), dessen Leuchtdichte groß und auf dem mittleren Stuck gleichmäßig ist. Es können auch kleine Wolframbandlampen und evtl. auch große Wolframbogenlampen benutzt werden. Bei Verwendung von Wolframbandlampen hat man den Vorteil, daß die spektrale Energieverteilung der Strahlung aus der Bestimmung der schwarzen Temperatur ziemlich gut errechnet werden kann, die Lampen also auch bei quantitativen Messungen verwandt werden können. Ein Nachteil ist, daß die Lampen nicht direkt an die üblichen Netzspannungen angeschlossen werden konnen (4 bis 6 Volt).

---

[1]) Aus Ruß und Teer hergestellt
[2]) F. HENNING u W HEUSE, ZS f. Phys Bd. 32, S. 799. 1925.
[3]) FR. PATZELT, ZS. f. Phys. Bd. 15, S 409. 1923
[4]) Nernststifte werden hergestellt von der Glasco-Lampen-Ges. m b. H. Berlin S 59, Kottbuserdamm 67.

Häufig kommt es bei spektralphotometrischen Messungen vor, daß man zwei sehr verschieden große Leuchtdichten vergleichen muß, z. B. wenn die Absorption eines starken Rauchglases gemessen werden muß. Man muß dazu spektral genau gleich zusammengesetztes Licht, jedoch sehr verschiedener Intensität haben. Ein bequemes Mittel ist es dann, nur den Spalt, vor dem sich das Rauchglas befindet, direkt mit der Lichtquelle hoher Leuchtdichte zu beleuchten, für das Vergleichsfeld dagegen ein geschwächtes Bild der Lichtquelle zu benutzen. Man kann z. B. das Bild, das von der Erstlichtquelle auf eine mit Magnesiarauß beweißte Fläche projiziert ist, benutzen [Schwächung in der Größenordnung 1 : 100000][1])

Zur Herstellung flächenhafter Lichtquellen geringer Leuchtdichte dienen außer der erwähnten beleuchteten Magnesiarußplatte die Opallampe (Lampe mit Milchglasglocke), ferner eine Lampe, deren Glocke innen mit Magnesia beweißt und mit einem kleinen ausgesparten Fenster versehen ist[2]), oder eine beleuchtete Mattscheibe. Nach dem Vorschlag von BECHSTEIN verwendet man als Vergleichslichtquelle in Photometern kleine, innen mit Magnesiaruß beweißte Hohlkugeln, in welchen sich eine kleine Lichtquelle befindet. Eine kleine Öffnung in einer solchen Kugel strahlt wie eine außerordentlich gleichmäßige weiße Fläche. In ähnlicher Weise wird das hohe Reflexionsvermögen der Magnesia bei dem Kugelepiskop von SCHMIDT und HAENSCH verwendet.

8. Lichtquellen mit Linienspektren. Zu Untersuchungen mit monochromatischem Licht werden Spektrallinien von elektrisch oder thermisch angeregten Gasen oder Dämpfen benutzt. Bei der Auswahl der Linien ist es wesentlich, daß in dem Spektrum keine die Aussonderung störenden Nebenlinien vorhanden sind. Als Lichtquellen mit Linienspektren kommen gefärbte Flammen, Gasentladungslampen und Lichtbögen in Betracht. Zur Erzeugung gefärbter Flammen führt man durch eine Zerstäubungsvorrichtung kontinuierlich ein leicht zersetzbares Salz des Metalles, das die Färbung hervorruft, der Flamme zu. Einen Zerstäuber für diesen Zweck zeigt Abb. 10. Das kleine Vorratsgefäß enthält das betreffende Salz, meist ein Chlorid in Salzsäure. Etwas verkupfertes Zink ist beigefügt; dadurch entwickelt sich Wasserstoff, der beim Austritt Salzteilchen mitreißt.

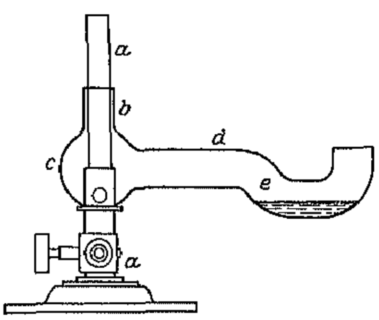


Abb. 10. Spektrallampe.
bcde Glasgefaß, *e* enthält das betreffende Salz und verdünnte Salzsäure, etwas verkupfertes Zink. Durch das Glasgefaß wird die Luft angesaugt.

Die Lichtkonstanz dieser gefärbten Flammen ist nicht sehr groß, die Leuchtdichte gering. Die in Kap. 15 Ziff. 4 u. ff. beschriebenen Gasentladungen, die speziell für Spektraluntersuchungen konstruiert sind, haben höhere Leuchtdichten, ebenso die Lichtbögen. Man benutzt geschlossene Lichtbogenlampen zur Erzeugung des Quecksilber- und Kadmiumspektrums, frei brennende Lichtbögen zwischen Metallelektroden zur Erzeugung anderer Metallspektren. Die Bogenlampen werden häufig mit rotierenden Elektroden gebaut, um eine größere Konstanz zu gewährleisten. Durch Imprägnierung der Metallelektroden oder der Kohleelektroden können weiter eine Reihe von Linienspektren hergestellt werden. Eine Übersicht leicht isolierbarer Linien im sichtbaren Gebiet und die Art der Erzeugung ist in Tabelle 2 nach P. C. AUSTIN[3]) gegeben.

---

[1]) Angabe von F. HENNING u. W. HEUSE, ZS. f. Phys. Bd. 32, S. 799. 1925.

[2]) D.R.P. 434308 1925.

[3]) P. C. AUSTIN, Proc. Opt Convention Bd 1, S. 305. 1925. Über Na-Flamme vgl. G. L. LOCHER, Phys. Rev. Bd. 31, S. 466. 1928.

9. Isolierung einzelner Spektralbereiche von kontinuierlich strahlenden Lichtquellen. Durch die Linien der Lichtquellen mit Linienspektren ist keine kontinuierliche Veränderung der Wellenlängen, wie sie für Untersuchungen im gesamten sichtbaren Spektrum gebraucht wird, möglich. Dafür benutzt man Monochromatoren in Verbindung mit Lichtquellen mit kontinuierlichem Spektrum. Hierbei entsteht jedoch nie eine vollständig scharf isolierte Linie, sondern es wird ein mehr oder minder eng begrenzter Bereich herausgefiltert. Beim Arbeiten mit Monochromatoren wird die

Tabelle 2.

Metall	λ in cm	Lichtquelle
Li	$6{,}708 \cdot 10^{-5}$	leuchtende Flamme, offener Lichtbogen
Cd	6,438	offener und eingeschlossener Lichtbogen
Zn	6,364	offener Lichtbogen
Li	6,104	offener Lichtbogen
Na	5,896, 5,890	leuchtende Flamme, offener Lichtbogen
Cu	5,782	offener Lichtbogen
Hg	5,790, 5,769	eingeschlossener Lichtbogen
Cu	5,700	offener Lichtbogen
Ag	5,469	offener Lichtbogen
Hg	5,461	eingeschlossener Lichtbogen
Tl	5,351	leuchtende Flamme
Cu	5,219	offener Lichtbogen
Ag	5,209	offener Lichtbogen
Cu	5,154	offener Lichtbogen
Cu	5,105	offener Lichtbogen
Cd	5,086	offener und eingeschlossener Lichtbogen
Zn	4,811	offener Lichtbogen
Cd	4,800	offener und eingeschlossener Lichtbogen
Zn	4,722	offener Lichtbogen
Zn	4,680	offener Lichtbogen
Cd	4,678	offener und eingeschlossener Lichtbogen
Li	4,602	offener Lichtbogen
Hg	4,359	eingeschlossener Lichtbogen

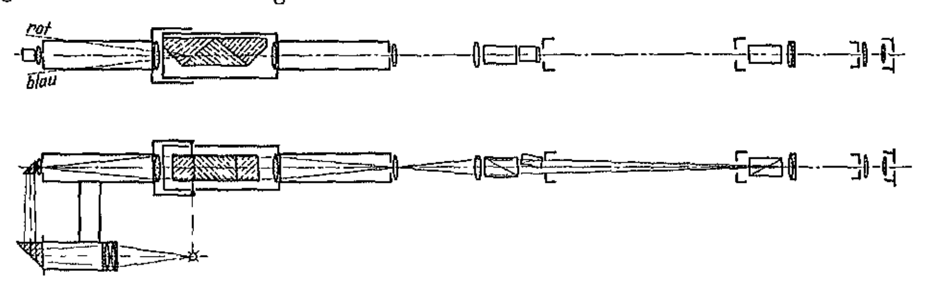


Abb. 11. Monochromator mit Polarimeter.

Lichtquelle mit einem lichtstarken Kondensor scharf im Eintrittsspalt des Monochromators abgebildet (bzw. man wendet eine bandförmige Lichtquelle unmittelbar vor dem Spalt an). Das Bild dieser Lichtquelle im Austrittsspalt wird zur Beleuchtung der optischen Instrumente gebraucht.

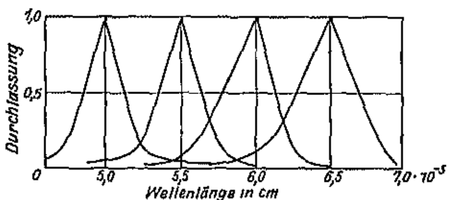


Abb. 12. Durchlassung eines Monochromators für verschiedene Wellenlängen.

Die Abb. 11 zeigt die schematische Abbildung eines Monochromators mit Polarimeter, wie er von der Firma Schmidt & Haensch für Zuckeruntersuchungen gebaut wird. Die Abb. 12 zeigt die Breite der Durchlassung und das Intensitätsverhältnis für einige Wellenlängen. Die Lichtverluste des Monochromators sind ziemlich groß, dafür ist aber im Vergleich mit Filtern die Durchlassungsbreite klein. Angaben über einige Glas- und Flüssigkeitsfilter finden sich im 17. Kapitel.

10. Dunkelkammerbeleuchtung. Ausgehend von der Tatsache, daß k welligc Strahlung photogiaphische Schichten weniger schwärzt, verwandte i für Dunkelkammerbeleuchtung bisher meist Lichtquellen mit roter Strahl (Glühlampen mit tiefroten Glocken). Bei Betrachtung der Empfindlichkeit Platten zugleich mit der des Auges ergibt sich jedoch, daß in vielen Fallen ge oder grünes Licht, das eine gleich große Beleuchtungsstärke hervorbringt, Platten weniger schwärzt. ARENS und EGGERT[1]) stellten darüber zuerst V suche an und fanden, daß es für unsensibilisierte Platten am günstigsten mit einer orange gefärbten Lampe (Strahlung im Gelbgrun beginnend, Ma mum Orange, nach Rot hin stark abfallend) zu arbeiten. Für orthochron tische Platten liegt das Beleuchtungsoptimum weiter nach langen Wellen l Bei panchromatischen Emulsionen ergab sich, daß eine orange gefärbte Beleu tung unter Umständen sicherer als die grüne ist (grüne Lücke der Sensibilisat deckt sich nicht mit dem Maximum der grünen Beleuchtung).

11. Tageslichtbeleuchtung. Einen fast vollkommenen Ersatz für Tagesli gibt die Beleuchtung mit dem MOOREschen Kohlensäurelicht (vgl. Kap.

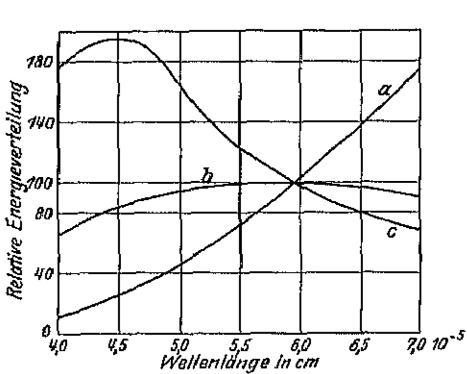


Abb. 13. Relative Energieverteilung der Strahlung in Abhangigkeit von der Wellenlänge für
Kurve *a*: Wolframlampe bei 2600° abs.,
Kurve *b*: Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs.,
Kurve *c*: Strahlung des Himmels

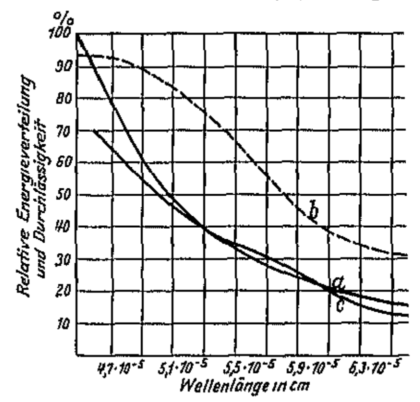


Abb 14. Durchlässigkeitskurven für Gläser, welche Strahlung eines auf 2600° erhitzten Wolframdral derjenigen des Tageslichtes gleichmachen
Kurve *a*: Idealfilter.
Kurve *b* Praktisch bei Tageslichtlampen verwert Filter.
Kurve *c* Spezialglas.

Ziff. 8). Für viele Zwecke, z. B. als Zusatzbeleuchtung zu Tageslicht, kan man Glühlampen mit blauen Glocken, sog. Tageslichtlampen oder Lampen Tageslichtarmaturen verwenden. Um zu zeigen, wie stark das Licht für diese Zweck gefiltert werden muß, sind in Abb. 13 die relativen Energieverteilung kurven für Himmelslicht (Kurve *c*), für rein weißes Licht (Strahlung des schwarz Körpers bei 5000° abs. [Kurve *b*]) und für die Strahlung der Nitralampe (Wolfrai faden auf 2600° abs. erhitzt [Kurve *a*]) gegeben. Farbstoffe, die dem Glas z gefugt, eine genau passende Strahlungsänderung ergeben würden, so daß al die Farbe der Nitralampe genau auf die des Tageslichtes gebracht wird, sir nicht vorhanden. Die ideale Durchlässigkeitskurve ist in Abb. 14, Kurve für den Fall der Umwandlung der Strahlung eines auf 2600° abs. erhitzte Wolframdrahtes gegeben. Kurve *b* gibt die Durchlässigkeit eines praktisc für Tageslichtlampen verwertbaren Blaufilters, Kurve *c* die eines Spezialfilters

[1]) H. ARENS u. J. EGGERT, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 229 1926

[2]) Average Chances Daylight Glass nach CHANCE u. HAMPTON, Proc. Opt. Conventio London 1926, S 37.

mit viel besserer Annäherung. Die Lichtabsorption ist hier entsprechend größer. Fast völlige Farbgleichheit, nicht nur dem Farbeindruck, sondern auch der Zusammensetzung der Strahlung nach, kann durch Verwendung von Tageslichtreflektoren erzielt werden. Bei ihnen wird der Gesamtlichtstrom gegen einen mit blauen, roten und grünen Farbtupfen versehenen Reflektor geworfen. Die Farben und die Größe der Flecke sind so gewählt, daß das Gesamtreflexionsvermögen eine dem idealen Durchlässigkeitsvermögen entsprechende Kurve gibt.

Da die Herstellung von Tageslicht mit Temperaturstrahlern auf Unterdrücken der Strahlung des langwelligen Gebietes beruht, sind die Lichtverluste erheblich, um so größer, je größere Annäherung an das Tageslicht erzielt werden soll. Bei Verwendung von Nitralampen in den blauen Tageslichtglocken ist mit einem Verlust von etwa 30% zu rechnen. Bei sehr großer Annäherung, z. B. durch Verwendung des dreifarbigen Sheringhamreflektors, ist der Wirkungsgrad nur noch ca. 10%[1]). In vielen Fällen wird es am günstigsten sein, das Moorelicht in Verbindung mit Tageslichtlampen zu verwenden, damit die Wirkungen der Diskontinuität des Spektrums des Moorelichtes, die bei feinen Farbvergleichen stören könnten, herabgemindert werden.

12. Lichtquellen, die mit einer Optik verwandt werden. Lichtquellen mit optischem Aufbau (Linse, Spiegel) werden entweder 1. im Blinkgerät und Lichtsignalen zum Geben von Sichtzeichen, 2. in den Scheinwerfern zur Anleuchtung entfernter Objekte, 3. in den Projektionsapparaten und bei Mikroskopen zur Beleuchtung eines Gegenstandes, der vergrößert abgebildet werden soll, benutzt. Die optischen Einrichtungen sind in Bd XVIII ds. Handb beschrieben. Hier werden vor allem die Lichtquellen und, nur soweit es zum Verständnis notwendig erscheint, die optischen Einrichtungen behandelt.

13. Signalarten. Bei Signalen handelt es sich einmal um Unterschiedssignale, z. B. bei der Eisenbahn um Anzeige von freier oder gesperrter Strecke, oder um Zeichensignale mit „Kennung" (Blinksignale).

14. Farbsignale. Für die Unterscheidungssignale ist als einfachste und sicherste Zeichengebung die Signalgebung in verschiedenen Farben erprobt. Die Farben werden so gewählt, daß sie stark voneinander abweichen, und daß ein Verwechseln mit anderen Lichtquellen unmöglich ist; ferner muß auch bei trübem Wetter die Sichtbarkeit gut sein und keine Farbänderung infolge der verschieden starken Streuung der einzelnen Strahlungskomponenten eintreten. Es muß die Leuchtdichte also groß sein, ohne jedoch zu blenden, und die Strahlung einen möglichst kleinen Spektralbereich umfassen. Allgemein werden als Signal-

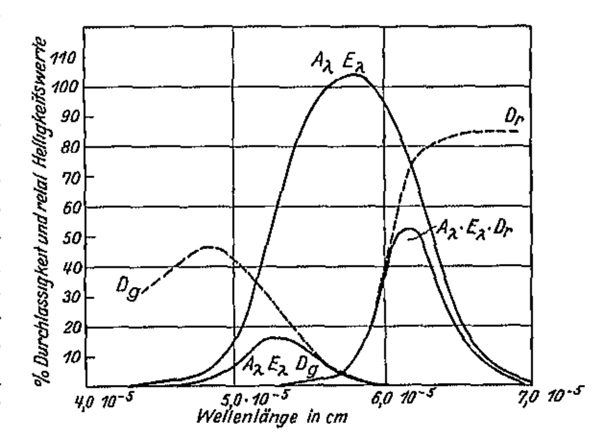


Abb. 15. Durchlässigkeit von Farbgläsern für eine Strahlung, deren spektrale Verteilung der des schwarzen Körpers bei einer Temperatur von 2300° abs entspricht.

D_r und D_g Spektrale Durchlässigkeit der Gläser. $A_\lambda \cdot E_\lambda$ Relative Helligkeitswerte der Strahlung des schwarzen Körpers bei 2300° abs. $A_\lambda \cdot E_\lambda \cdot D_r$ und $A_\lambda \cdot E_\lambda \cdot D_g$ Relative Helligkeitswerte der Strahlung des schwarzen Körpers bei 2300° abs nach Durchgang durch die Filter. Farbton des Grünglases. $4,95 \cdot 10^{-5}$ cm, Weißgehalt des Grünglases: 39,9%, Farbton des Rotglases $6,15 \cdot 10^{-5}$ cm, Weißgehalt des Rotglases 1,44%.

[1]) Bericht über einen Vortrag von L. C. MARTIN in d. Engl Beleuchtungstechn. Ges., Licht u Lampe 1920, S. 220.

lichtquellen Temperaturstrahler mit farbigem Glasvorsatz verwandt. Da diese Lichtquellen relativ wenig blaue Strahlung enthalten, ist der Lichtverlust bei Blaugläsern sehr groß. Bei Rot- und Grüngläsern ist der Lichtverlust geringer, sie werden vor allem benutzt. Typische Durchlässigkeitskurven sind in Abb. 15 gegeben[1]). Das Grünglas hat z. B. bei Verwendung von Lichtquellen mit einer Farbtemperatur von 2300° abs., einen Farbton von $\lambda = 4{,}95 \cdot 10^{-5}$ cm, einen Weißgehalt von 39,9% und eine Durchlässigkeit von ca. 8 bis 9%; das Rotglas entsprechend Farbton $\lambda = 6{,}15 \cdot 10^{-5}$ cm, 1,44% Weißgehalt, 24 bis 25% Durchlässigkeit. In vielen Signalanordnungen wird der Lichtstrom durch ein oder zwei Linsensysteme gelenkt, bevor er die Farbscheibe passiert. Es werden hierbei die bekannten FRESNELschen Prismenlinsen verwandt. Die Lenkung erfolgt so, daß eine dem Verwendungszweck entsprechende Seitenstreuung und Höhenstreuung vorhanden ist.

Die Sichtbarkeit des Signals hängt außer von der Lichtstärke von der Helligkeit und Farbe der Umgebung ab. Man verwendet z. B. bei beleuchteten Signalscheiben meist einen hellfarbigen Hintergrund, welcher schwarz eingefaßt ist[2]).

Die Vorteile der Licht-Tagessignale gegenüber den früher meist verwendeten Foggensignalen liegen in einer leichteren Erkennbarkeit bei unübersichtlichem Gelände, im Wegfallen aller beweglichen Teile, in der Möglichkeit der Fernüberwachung durch Relais usw. Die Signale können viel weiter von der Zentralüberwachungsstelle, z. B. dem Stellwerk im Eisenbahnbetrieb, entfernt sein.

15. Blinksignale. Für die Schnelligkeit, mit der Blinksignale gegeben werden können, ist die An- und Abklingzeit des Lichtstromes ausschlaggebend.

Die Energie, die dem Leuchtkörper zur Erhitzung auf eine bestimmte Temperatur zugeführt werden muß, setzt sich zusammen aus:

1. der während der Energiezufuhr ausgestrahlten Energie,
2. der zur eigentlichen Erhitzung dienenden, bestimmt durch die Wärmekapazität des Leuchtsystems, der Speicherungsenergie und
3. der durch Wärmeleitung abgegebenen Energie.

Sie ist abhängig von der Höchsttemperatur des Glühkörpers. Die Eigenschaften der Leuchtkörper, die die Energieaufnahme beeinflussen, sind:

1. Veränderung des Widerstandes mit der Temperatur.
2. Die Wärmekapazität (spez. Wärme).
3. Das Gesamtstrahlungsvermögen des Glühkörpers.
4. Die Wärmeleitung.

Praktische Versuche über Signalisierungsgeschwindigkeiten mit Leuchtkörpern aus Wolfram und solchen aus metallisierter Kohle haben WORTHING und FORSYTHE[3]) angestellt.

Beim Anheizen des Wolframs bis zu einer Temperatur, bei der 90% des endgültigen Lichtstromes vorhanden sind, ist unter sonst gleichen Verhältnissen (gleiche erzielte Lichtstärken und gleiche Farbe) nur 18% der Anheizzeit des Kohlefadens notwendig, bei der Abkühlung bis zu einer Temperatur, bei der der Lichtstrom auf 5% des Maximalwertes gesunken ist, vergeht bei Wolfram 40% der Zeit, die der Kohlefaden gebraucht. Der Unterschied ist vor allem bedingt durch die Verschiedenheit des Temperaturkoeffizienten (Wolfram positiv,

[1]) Normung von roten und grünen Signalgläsern. E. LAX u. M. PIRANI, Fachausschußbericht Nr. 8 der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft. Frankfurt 1927.

[2]) Umfangreiche Untersuchungen über die Sichtbarkeit von Signalen und Leuchtbuchstaben sind in Amerika ausgeführt. Vgl. z. B. C. A. ATHERTON, Elektrot. ZS. Bd. 44, S. 462. 1923.

[3]) A. G. WORTHING, Flashing Speeds of Incandescant Signal Lamps. Journ. Frankl. Inst. Bd. 191, S. 231. 1921; W. E. FORSYTHE, Speeds in Signalling by the Use of Light. Phys. Rev. N. S. Bd. 16, S. 62. 1920.

metallisierte Kohle ungefähr Null), des Emissionsvermögens und der Wärmeleitfähigkeit.

Um für Wolfram ein Beispiel für den Verlauf der Anheiz- und Abkühlungskurve zu geben, ist in Abb. 16 nach den Messungen von WORTHING[1]) der Verlauf der Leuchtdichte innerhalb der Signalperiode für eine Signallampe für 6 Volt 2 Amp., die als Leuchtkörper ein Wolframband hat und mit Argon von 600 mm Hg-Säule Druck gefüllt ist. Das Band hat bei gleicher Oberfläche eine kleinere Wärmekapazität als ein Draht. Außerdem ist es in bezug auf Abkühlungsgeschwindigkeit günstig, daß die Verluste durch Konvektion größer sind. Wo es sich weniger um hohe Lichtstärke als um sehr schnelle Zeichengebung handelt, wird man zu Glimmlichtröhren greifen, die praktisch momentan aufleuchten. Für Punkt-Strich-Pausensignale, wie sie z. B. beim Morsen benutzt werden, ist die Erkennungssicherheit von dem Verhältnisse der Zeitdauer des Aufleuchtens resp. Zwischenzeit abhängig. FORSYTHE hat als das günstigste Verhältnis von Punkt, Strich und Pause 1:4:3 gefunden. Für manche Zwecke, z. B. „Wanderschriftzeichen", kommt es auf eine möglichst schnelle Auslöschung, also geringe Nachglühzeit, an. Man verwendet hier Lampen mit bläulich gefärbter Glocke; da während des größten Teiles der Nachglühzeit die Temperatur des Leuchtdrahtes relativ niedrig ist (gelblich-rötliches Licht), so wird die Lichtstärke des Nachglühens durch bläuliches Glas sehr stark geschwächt[2]).

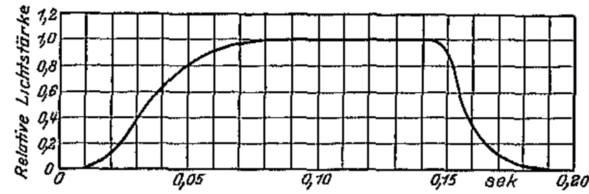


Abb. 16. Verlauf der Leuchtdichte innerhalb der Signalperiode für eine Signallampe 6 V/2 Amp.

16. Arten der Projektionsapparate, Lichtverluste in der Apparatur. Die Richtung des Lichtstromes für Projektionszwecke geschieht durch eine Kondensoranordnung mit oder ohne Verwendung von Hohlspiegeln. Mit der Spiegeloptik wird ein größerer Teil des Lichtstromes erfaßt. Von dem Lichtstrom wird je nach der Lichtverteilungskurve der Lichtquelle 30 bis 60%, mit den üblichen Linsensystemen allein nur 20% ausgenutzt. Unvermeidliche Verluste sind durch die Absorption an der spiegelnden Fläche und in dem Linsensystem gegeben. So reflektieren versilberte Glas- und Silbermetallspiegel nur ca. 85%, polierte Aluminiumspiegel etwa 80%, Nickelspiegel etwa 55%. Die Oberflächen von Metallspiegeln werden in den meisten Fällen bei längerem Gebrauch matt und müssen neu poliert werden. Im Glaslinsensystem sind die Absorptionsverluste 10 bis 15%. Weitere Verluste entstehen durch Ausschnitt des Bildfensters. Es muß eine größere Fläche als das Bildfenster ausgeleuchtet werden, damit die durch die chromatischen Fehler der Kondensorlinse entstehenden farbigen Ränder verschwinden. Außerdem bildet sich auch ein punktförmiges Leuchtsystem nicht mit gleichmäßiger Leuchtdichte ab. Bei der Bogenlampe muß deshalb der Spiegel weiter entfernt angebracht sein. Bei der Glühlampe darf nicht scharf eingestellt werden, weil sonst die dann sichtbare Struktur des

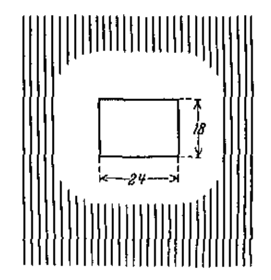


Abb. 17. Lichtstromquerschnitt und Bildfenstergröße.

[1]) A. G. WORTHING, Nela Abstract Bull. Bd. 4, S. 606. 1925.

[2]) H. G. FRÜHLING, Licht u. Lampe 1926, S. 368. (L. BLOCH, Licht u. Lampe 1927, S. 239.

Glühkörpers Ungleichmäßigkeiten in der Ausleuchtung hervorruft. Abb. 17 zeigt das Größenverhältnis des Querschnittes des Lichtstromes und des Bildfensters.

17. Beurteilung der Brauchbarkeit einer Lichtquelle für Projektionszwecke. Um die Brauchbarkeit einer Lichtquelle für eine Projektionseinrichtung zu beurteilen, muß man den Gesamtlichtstrom der Lichtquelle selbst und den Nutzlichtstrom in der betreffenden Apparatur unter verschiedenen Betriebsverhältnissen prüfen. Dazu mißt man den Gesamtlichtstrom der benutzten Lampe in der ULBRICHTschen Kugel, hierauf stellt man den Lichtstrom der nackten Lampe innerhalb des Auffangwinkels und dann den Nutzlichtstrom nach Passieren der verschiedenen Vorsatzteile fest. Der Nutzlichtstrom kann am besten durch Messung der Beleuchtungsstärke (Leuchtdichte) auf der Projektionsfläche festgestellt werden.

18. Leuchtkörperform und Leuchtdichte maßgebend für die Ausnutzung. Bei einer punktförmigen Lichtquelle ist die Möglichkeit der Zusammenfassung des Lichtstromes mittels Optik am günstigsten. Bei Bogenlampen, die im Krater eine relativ kleine Leuchtfläche großer Leuchtdichte haben, ist die Ausnutzung bedeutend höher als bei den Glühlampen mit ausgedehnten Leuchtsystemen, deren Leuchtdichte, wenn man sie auf die durch den Glühkörper gelegte Fläche bezieht, bedeutend geringer ist. Der Nutzfaktor von Bogenlampen beträgt bei Verwendung von Spiegeloptiken etwa 0,08, bei Verwendung von Kondensoroptik etwa 0,03. Bei Glühlampen beträgt der Nutzfaktor nur 0,01 bis 0,04.

Eine sehr gute Ausnutzung gestattet die Wolframbogenlampe (5 bis 6%), jedoch kann diese Lampe nur in der Kleinprojektion Anwendung finden, weil bisher keine Lampen mit genügend großen Lichtströmen hergestellt werden. Daß die Ausnutzung noch ein wenig schlechter ist als die der Kohlebogenlampe, liegt daran, daß auch die Wolframbogenlampe einen Teil ihres Lichtes nach rückwärts strahlt, und daß bei der Wiedergewinnung dieses Teiles durch Spiegelung Verluste entstehen. Infolge der Verluste in der Projektionsapparatur ist der Nutzlichtstrom, der auf die Bildfläche fällt, beschränkt. Bei Kinoprojektion beträgt er bei Verwendung der stärksten Bogenlampen ca. 5000 Lumen, bei Glühlampen hat man bisher etwa 1500 Lumen erreicht.

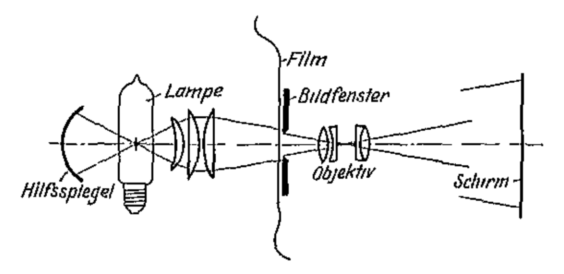
19. Bildgröße und Beleuchtungsstärke für Kinoprojektoren. In Tabelle 3 ist eine Übersicht über die Bildgröße und Bildbeleuchtung für Kinoprojektoren verschiedener Art und über den notwendigen Nutzlichtstrom gegeben.

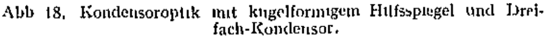
Tabelle 3. Bildgröße und Bildbeleuchtung für Kinoprojektoren verschiedener Art.

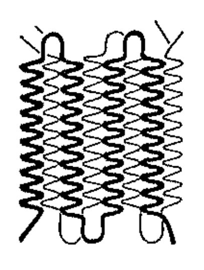
Anwendung	Übliche Bildbreite m	Abstand der letzten Sitzreihe von der Bildwand m	Beleuchtung auf der Bildwand Lux	Nutzlichtstrom auf der Bildwand Lumen
Kleines Heimkino	1–1,5	4–6	20–30	20–50
Großes Heimkino Schulzimmerkino	1,5–2	6–8	25–40	50–100
Aula- und Hörsaalkino Vortrags- und Wanderkino	2–3	8–15	30–50	100–300
Kinotheater Größe I	2–4	10–20	40–70	300–800
Kinotheater Größe II	4–6	20–30	50–80	800–1600
Kinotheater Größe III	6–9	30–50	60–100	1600–5000

20. Hilfsspiegelanordnung bei Projektionsglühlampen. Bei Verwendung von Glühlampen mit Linsensystem, die für kleine Projektionen sehr handlich

sind, kann man einen Teil des nach hinten fallenden Lichtstromes nutzbar machen durch Anbringung eines Hilfsspiegels (s. Abb. 18), der so eingestellt ist,




Abb. 18. Kondensoroptik mit kugelförmigem Hilfsspiegel und Dreifach-Kondensor.


Abb. 19. Leuchtkörper und Spiegelbild bei Anwendung eines kugelförmigen Hilfsspiegels.

daß ein Bild des Leuchtkörpers in die Zwischenräume zwischen den Wendeln des Leuchtkörpers entworfen wird, wie es Abb. 19 zeigt. Bei der Parabolspiegeloptik ist es für Glühlampen vorteilhaft, einen Hilfsspiegel, der den nach vorn ausgehenden Lichtstrom in den Spiegel wirft, zu verwenden. Evtl. kann der Spiegel, wie in Abb. 20 gezeigt ist, direkt in Glühlampen eingebaut werden. Der Nutzen bei Anwendung eines Hilfsspiegels ist aus Tabelle 4 für verschiedene Glühlampentypen zu ersehen.

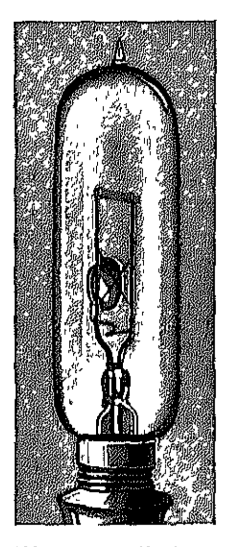

Abb. 20. Osram-Kinolampe mit eingebautem Spiegel.

Tabelle 4.

Lampentype Watt/Volt	Parabolspiegeloptik mit Zusatzkondensorlinse: Nutzlichtstrom Lm	Parabolspiegeloptik mit Zusatzkondensorlinse: Wirkungsgrad Proz.	Parabolspiegeloptik mit Zusatzkondensorlinse und Hilfsspiegel: Nutzlichtstrom Lm	Parabolspiegeloptik mit Zusatzkondensorlinse und Hilfsspiegel: Wirkungsgrad Proz.	Prozentuale Verbesserung des Wirkungsgrades
600/15	812	4,3	950	5,0	16
900/30	668	2,7	807	3,3	22
400/110	383	3,4	621	5,5	62
1000/110	660	2,6	848	3,4	31

Aus den Zahlen der Tabelle 4 kann man auch die starke Abhängigkeit des Wirkungsgrades von der Leuchtdichte des Leuchtsystems, d. h. der durchschnittlichen Leuchtdichte (Zwischenräume mitgezählt), sehen. Die Leuchtdichte ist infolge der höheren Belastung des dickeren Drahtes der Lampen niedriger Spannung höher, die Ausdehnung des Leuchtkörpers entsprechend kleiner. Bei Kinolampen für 220 Volt ist die Anordnung und Leuchtdichte noch ungünstiger; der Wirkungsgrad sinkt bei einfacher Optik bis unter 1%.

21. Lichtstärke der Scheinwerfer. Die axiale Lichtstärke des Scheinwerfers läßt sich angenähert aus der Leuchtdichte der Lichtquelle e und dem Querschnitt F der Optik berechnen zu

$$I = eF = \pi f^2 e \, \mathrm{tg}^2 \frac{\varphi}{2},$$

(f Brennweite, φ Öffnungswinkel). Nicht in Rechnung gestellt sind dabei die Absorptionsverluste bei Rückwerfung des Lichtstromes am Reflektor und die durch Schattenwirkung der Lichtquelle. Die Berechnung gilt erst von der photometrischen Grenzentfernung an.

Tabelle 5.

Nr.	Art	Lichtquelle: Durchmesser der Leuchtfläche (mm)	Betriebsverhältnisse: Strom (A)	Betriebsverhältnisse: Spannung (V)	Betriebsverhältnisse: Verbrauch	Maximale Lichtstärke J_{max} (HK)	Gesamtlichtstrom Φ (HLm)	Lei… di… (HK_m)
	Azetylenscheinwerfer							
1	Azetylen-Sauerstoff . . .	22	—	—	1 Stde. 60 C_2H_2 + 80 O_2	1600	5000	4[illegible]
	Glühlampenscheinwerfer:				Watt			
2	Gasfüllungs-Metalldrahtlampen, halb verspiegelt .	5,5	2	10	20	60	380	[illegible]
3	Gasfüllungs-Metalldrahtlampen, klar	20	10	110	1100	2000	16500	(s. A S. 4
	Bogenlampen-Scheinwerfer: Kohlendurchmesser + mm, − mm				Watt			
4	Mit Reinkohlen 18 15	7	8	44	350	1800	3200	47
5	Mit Reinkohlen 38 16	27	200	80	16000	80000	144000	135
6	Mit Goerzkohlen 16 14	13	150	75	11250	95000	285000	750
7	Mit Goerzkohlen 18,5 16	15	300	100	30000	220000	660000	1150

22. Streuung des Scheinwerfers. Die maximale Streuung δ ist von de Form der Lichtquelle abhängig. Bei Leuchtflächen vom Durchmesser d is

$$\operatorname{tg}\frac{\delta}{2} = \frac{d}{2f}.$$

Für Scheinwerfer nimmt man im allgemeinen als Streuungsmaß nicht di oben gegebene, rechnet als Streuung also nicht den Winkel, in dem die Licht stärke bis auf Null sinkt, sondern bei Fernscheinwerfern denjenigen, bei dem die Intensität auf die Hälfte der maximalen, bei Nahscheinwerfern denjenigen, bei welchem die Intensität auf ein Zehntel der maximalen sinkt.

23. Beleuchtungsstärke des Scheinwerfers. Sieht man von der Absorption in der Luft ab, so nimmt die Beleuchtungsstärke von der photometrischen Grenzentfernung an mit dem Quadrat der Entfernung ab. (Über Lichtabsorption vgl. Ziff. 26.)

24. Verstärkung und Wirkungsgrad. Die Verstärkung wird durch das Verhältnis der maximalen zur mittleren sphärischen Lichtstärke gemessen

$$v = \frac{J_{max}}{J_0} = \frac{4\pi J_{max}}{\Phi}.$$

Der Wirkungsgrad gibt das Verhältnis des Lichtstromes des Scheinwerfers zu dem der Lichtquelle

$$\eta = \frac{\Phi_S}{\Phi_L}.$$

Die Verstarkung kann Werte bis 80000 erreichen; ein Wirkungsgrad von 50% ist bereits recht hoch.

25. Beleuchtungstechnische Daten. Tabelle 5 bringt Beleuchtungsdaten für Scheinwerfer.

26. Atmosphärische Absorption. Der Einfluß der Atmosphäre besteht mehr in einer Abbeugung des Lichtstromes als in einer wahren Absorption. Wirklich trockene Luft ist im hohen Maße durchsichtig. Die Nebelteilchen in der mit Feuchtigkeit gesattigten Luft haben verschiedene Größe (etwa 0,2 — 2 μ).

Material	Spiegel Durchmesser mm	Spiegel Brennweite mm	Streuung bis zu $J_{max}/10$ Grad	Streuung bis zu $J_{max}/2$ Grad	Größter Durchmesser des beleuchteten Feldes	Maximale Lichtstärke J_{max} HK	Verstärkung $\frac{4\pi J_{max}}{J_0}$	Ausgestrahlter Lichtstrom HLm	Reichweite für mittlere Luftverhältnisse m	Wirkungsgrad Proz	Nr.
					In 100 m Entfernung						
Glas	250	110	9	5,5	19 m	300000	1450	2700	450	54	1
Metall	275	40	7	4	15	56000	2800	250	230	66	2
Glas	350	175	11	7	24	600000	900	8400	550	51	3
					In 1000 m Entfernung m						
Glas	250	110	3	1,75	61	1500000	12500	1500	800	47	4
„	2000	960	1,3	0,8	28	350000000	66000	66000	4000	45	5
Glas	1100	480	1,6	1	35	250000000	44000	70000	3700	25	6
„	2000	960	1,2	0,75	26	2000000000	79000	320000	5500	48	7

Die Beugung an ihnen ist je nach der Größe verschieden[1]). Das Licht kürzerer Wellenlängen wird am stärksten abgebeugt, deshalb erscheint der Scheinwerferstrahl seitlich gesehen blau. Das Licht des Scheinwerfers selbst wird gelblicher, in stark diesiger Luft in großer Entfernung (z. B. 15 bis 20 km) rötlich. Man hat Scheinwerfersignale bis zu Entfernungen von 700 km empfangen.

Um die Veränderung des Lichtbündels durch atmosphärische Einflüsse näher zu kennzeichnen, seien einige Untersuchungen von BENFORD[2]) wiedergegeben. Die Untersuchungen wurden an einem Scheinwerfer mit einem Parabolspiegel von 920 mm ⌀, der mit einer 150-Amperebogenlampe ausgerüstet war, Streuwinkel $\frac{\delta}{2} = 1$, gemacht.

Die Strahlung wurde bei klarer Luft und bei mit Wasserdampf gesättigter Luft untersucht. Die Durchlässigkeit der mit Wasserdampf gesättigten Atmosphäre von 700 m Schichtdicke ist aus Abb. 21 zu ersehen.

Die Intensitätsverteilung im Licht des Scheinwerfers bei klarer Atmosphäre und kleinem Abstand zeigt Abb. 22. Die Veränderung, die durch das

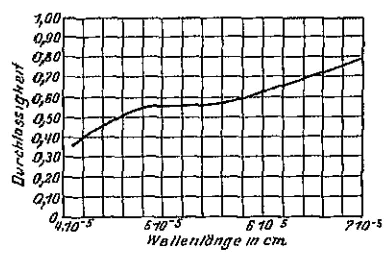


Abb. 21. Beobachtete spektrale Durchlässigkeit von 700 m einer wassergesättigten Atmosphäre

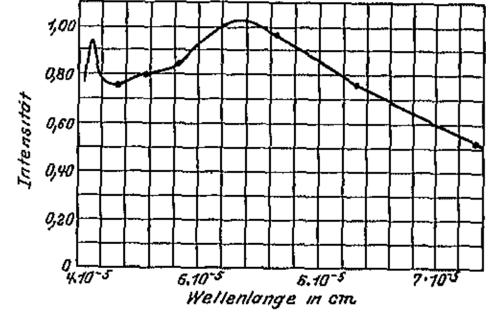


Abb. 22. Energieverteilung in einem 150 Amp.-92 cm-Hochintensitäts-Scheinwerfer.

[1]) O. WERNER, Ann. d. Phys. Bd. 70 (4), S. 480. 1923.
[2]) F. BENFORD, Gen. Electr. Rev. Bd. 29, Heft 10 u. 12, S. 728 u. 873. 1926.

Hindurchgehen durch eine neblige Luftschicht von 700 m entsteht, is Vergleich mit Abb 23 zu ersehen. Das Verhaltnis des unzerstreut durch zum ausgesandten Lichtstrom ist hier 0,56. Für durchsichtige Luft wäre das gleiche Verhältnis 0,95. Die in Abb. 23 gegebene Verteilung würde dann erst in einer Entfernung von 5 bis 8 km vorhanden sein. Die Reichweite des Scheinwerfers würde über 15 km betragen.

Abb. 24 gibt die Änderung in der energetischen Zusammensetzung eines Licht-

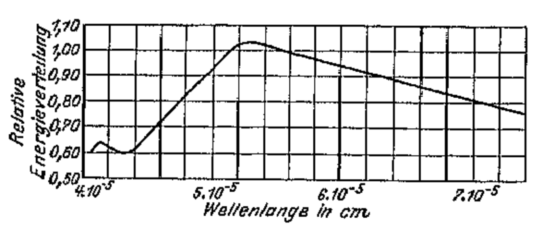


Abb. 23. Relative Energieverteilung im Licht eines Scheinwerfers in 700 m Entfernung

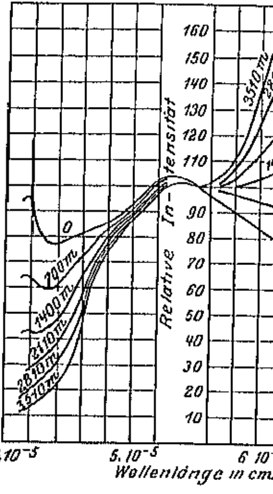


Abb. 24 Veränderung der Energiezus des Scheinwerferlichtes nach Durchdr den dicker wasserdampfhaltiger

bündels in den Entfernungen 700 m, 1400 m, 2110 m, 2810 m, 3510 m Durchlässigkeit, wie sie Abb. 21 zeigt. Sie wurde unter Voraussetz BEERschen Gesetzes

$$\frac{s}{s_0} = e^{-hd},$$

(s_0 = einfallende Intensität, s = durchgelassene Intensität, d = Sch berechnet. Die Gültigkeit dieses Gesetzes bei An auf einzelne Wellenlängen wurde gleichzeitig

Abb. 25 gibt die Intensitätsverteilung in denen Winkelentfernungen innerhalb des S bereiches für 0 bis 1° für blaues und rotes 700 m Entfernung vom Scheinwerfer. Endl

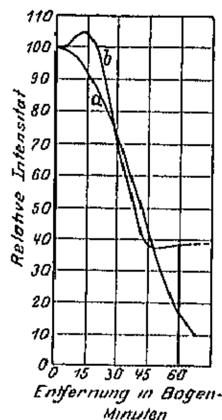


Abb. 25 Verteilung des Lichtes im Hochintensitätslichtbogen in einer Entfernung von 700 m

Kurve a. Verteilung im Orange und Rot,
Kurve b. Verteilung im Violett.

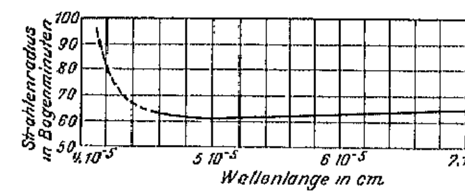


Abb 26. Größe der Radien des Scheinwerfer-Lichtbün verschiedene Wellenlängen in 700 m Entfernung

Abb. 26 die Größe der Radien des Lichtbündel einzelnen Wellenlängen. Im Blau ist der Ra 50% großer. Diese Ausdehnung bedingt den ten blauen Lichthof der Scheinwerfer. Die A zeigt auch gleichzeitig, daß das BEERsche Ges auf das gesamte Lichtbündel angewandt werd

27. Lichtquellen für Leuchtgeräte mit Optik. Tabelle 6 gibt nochmals ausführlich Daten über die in Scheinwerfern benutzten Lichtquellen. Die Leuchtdichte und die Anordnung des Leuchtkörpers sind für die Wirkung einer Lichtquelle maßgebend.

Tabelle 6. Spezifischer Verbrauch, Lichtstärke und Leuchtdichte der für Scheinwerfer benutzten Lichtquellen

Lichtquelle	Ausführung	Verbrauch pro Stunde und Kerze	Lichtstärke HK_{max}	Leuchtdichte in HK/cm^2
Azetylen	Schnittbrenner 25 l	0,74 l	34	6,4
Azetylen-Sauerstoffbrenner mit Leuchtplättchen	mit 2 getrennten Düsen	0,038 l C_2H_2 0,050 l O_2	1600	420
Stehend. Blaugas-Glühlicht	Druck 1000 mm WS	0,28 l	470	20
„ Ölgas-Glühlicht	„ 2000 „ „	0,26 l	570	35
Gasgefüllte Metalldrahtlampe mit Wendeldraht	Osram-Azolampe, 200 mm Kugeldurchmesser, oben versilbert, mit 30% Überspannung brennend	0,33 W/HK	8500	2100[1]
Reinkohlenbogenlampe	Gleichstrom 25 Amp.	0,21 W/HK	5200	9000
„	„ 50 „	0,185 „	13000	12500
„	„ 100 „	0,175 „	31000	13500
„	„ 150 „	0,16 „	56000	13500
Goerzlampe System Beck	Gleichstrom 25 Amp.	0,18 W/HK	7000	42000
„ „ „	„ 50 „	0,16 „	17000	48000
„ „ „	„ 100 „	0,15 „	43000	56000
„ „ „ „ „ „	„ 150 „ Kohlendurchmesser 16 mm	0,12 „	95000	75000
„ „ „ „ „ „	Gleichstrom 225 Amp. Kohlendurchmesser 16 mm	0,14 „	150000	125000
„ „ „ „ „ „	Gleichstrom 200 Amp. Kohlendurchmesser 18 mm	0,14 „	120000	70000
„ „ „ „ „ „	Gleichstrom 300 Amp Kohlendurchmesser 18 mm	0,16 „	190000	110000

Über die Verwendung der einzelnen angeführten Scheinwerfer sei noch folgendes erwähnt:

Azetylenflammenscheinwerfer werden vor allem noch in Arbeitsscheinwerfern, z. B. zur Beleuchtung beim Straßenbau, verwertet; Azetylensauerstoffflammen mit Leuchtplättchen werden gelegentlich für Blinkgeräte benutzt. Die Leuchtdichte der Plättchen, die anfänglich 240 HK/cm^2 beträgt, nimmt infolge der Verdampfung des Cers und der durch Sinterung gesteigerten Wärmeleitfähigkeit rasch ab. Die Verwendung der Glühlampe in kleinen Scheinwerfern, wie Automobilscheinwerfern, und auch in Blinkgeräten ist in stetiger Zunahme begriffen. Für große Scheinwerfer wird ausschließlich die Bogenlampe verwandt.

Bei den Automobilscheinwerfern hat man vielfach Anordnungen getroffen, um beim Fahren auf belebten Straßen die Blendung der Entgegenkommenden zu vermeiden. Abb. 27 gibt als Beispiel die Biluxlampe (Osram), die zwei Leuchtsysteme enthält. Das eine Leuchtsystem ist so angeordnet, daß es im Brennpunkt des Scheinwerferspiegels steht und somit das Fernlicht liefert, während das andere weiter vorn etwas oberhalb der Scheinwerferachse angebracht und mit

[1]) Diese Zahl gilt nicht für den Leuchtdraht, sondern ist die mittlere Leuchtdichte der durch die Umhüllung des ganzen Leuchtkörpers gegebenen Fläche.

einer Abblendkappe versehen ist. Diese Kappe schirmt den nach unte richteten Teil der Strahlung des zweiten Leuchtsystems ab, so daß das

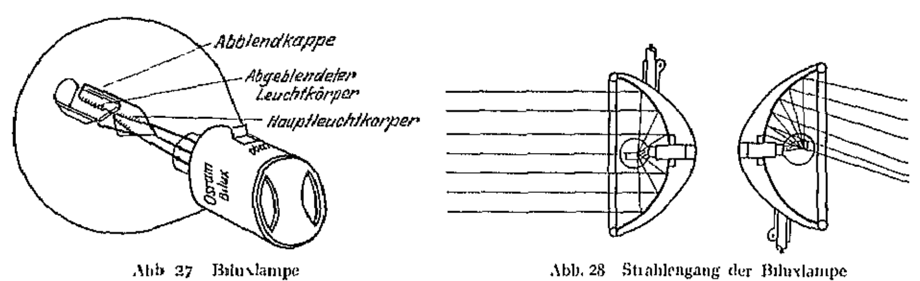


Abb 27 Biluxlampe

Abb. 28 Strahlengang der Biluxlampe

nur den oberen Teil des Spiegels erreicht, von dem es nach unten vor den W reflektiert wird (Abb. 28).

Kapitel 17.

Leistungsaufnahme und Strahlung.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 34 Abbildungen.

a) Einleitung.

1. Absolute und relative Angaben für die Strahlung. Es sind zwei Arten der Kennzeichnung der Strahlung möglich: unbezogene Angaben in den gebräuchlichen Maßeinheiten oder relative Angaben, die auf die Strahlungsdaten des schwarzen Körpers bezogen werden und so einen bequemen Vergleich ermöglichen.

2. Leistungsaufnahme und Lichtpreis. Für die Wirtschaftlichkeit, die jedoch hier nicht betrachtet werden soll, ist die rein energetische Betrachtung nicht ausschlaggebend, da erstens an verschiedenen Orten der Preis für die Leistungseinheit verschieden hoch ist, zweitens nicht jede Lichtquelle für volle Ausnutzung des bei Zentralversorgung gebotenen Energieniveaus hergestellt werden kann, und drittens die Anschaffungs-, Erneuerungs- und Wartungskosten verschieden groß sind Im folgenden ist der Hauptwert auf die rein energetische Betrachtung gelegt, das wirtschaftliche Problem wird nur kurz gestreift.

b) Strahlung der Lichtquellen.

3. Visueller Nutzeffekt der Gesamtstrahlung und Lichtausbeute. Der Wirkungsgrad einer Lichtquelle hängt von der Größe und spektralen Verteilung der auf das sichtbare Gebiet entfallenden Strahlung und der aufgenommenen Leistung ab. Der obere Grenzwert für Temperaturstrahler ist der visuelle Nutzeffekt (s. Tab 1) der Gesamtstrahlung für die am höchsten erhitzte Stelle der Lichtquelle. Der Idealwert der Lichtausbeute in Lm/Watt ergibt sich aus diesem Wert durch die Multiplikation mit dem reziproken Wert des mechanischen Lichtäquivalentes $\frac{1}{0{,}00145} = 689{,}6$ (vgl. Kap. 1, Ziff. 26). Diesen errechneten idealen Wirkungsgrad erreichen die vorhandenen Lichtquellen nicht, da je nach der Konstruktion ein Teil der zugeführten Leistung durch Wärmeleitung, durch Konvektion, durch Beruhigungswiderstände usw. verbraucht wird.

Die Lichtausbeuteverluste, die bei Vakuumglühlampen (Wolfram, Tantal, Kohle) infolge der Abkühlung durch Wärmeleitung an Zuführungen und Haltern und durch Absorption in der Glaswand auftreten, betragen ca. 10%.

Für die gasgefüllte Lampe treten, wie bereits in Ziff. 7 des Kapitels 14 gesagt ist, Verluste infolge der Konvektion auf. Aus Abb. 1 ist die Größe der Verluste zu sehen, sie sind in Abhängigkeit von der Leistungsaufnahme in Watt

wiedergegeben. Die Daten beziehen sich auf Mittelvoltlampen. Für Hoc voltlampen sind die Verluste für eine bestimmte Type etwa gleich der Mitt volttype mit halber Leistungsaufnahme.

Bei dem Nernststift werden 10 bis 15% der Leistung in dem Vorscha widerstand verbraucht; durch Konvektion durften etwa 10% der aufgenommen Leistung verlorengehen.

Beim Erhitzen des Auerstrumpfes in der Gasflamme geht ein viel größer Teil der zugeführten Leistung durch Wärmeleitung und Konvektion verlor Aus der Temperatur der fortströmend Reaktionsprodukte und den spezifisch

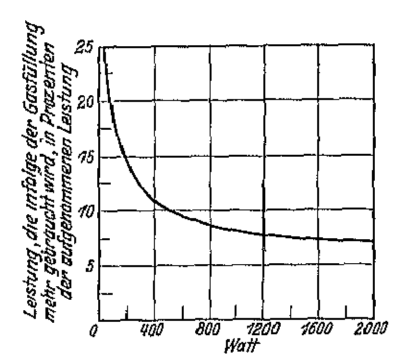


Abb. 1. Leistungsverluste, die durch Gasfüllungen hervorgerufen werden, angegeben in Prozenten der zugeführten Leistung in Abhängigkeit vom Wattverbrauch für 115 Volt-Lampen

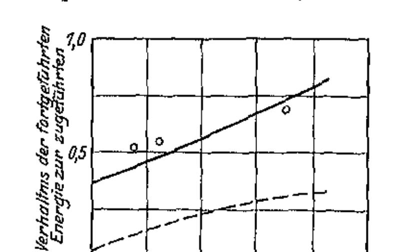


Abb. 2. Konvektionsverluste für die Glühstrumpf berechnet aus der spez. Wärme der Reaktionsprodukte nach IVES, KINGSBURY und KARRER. Ausgezogene Linie bei Verbrennung des Gases mit Luf Gestrichelte Linie bei Verbrennung mit Sauerstof

Wärmen derselben lassen sie sich berechnen. Abb. 2 gibt die Werte bei Ver brennung des Gases unter Luftzufuhr und bei Verbrennung unter Sauerstoff zufuhr in Abhängigkeit von der Temperatur nach IVES, KINGSBURY und KARRER[1]) wieder.

Bei Lumineszenzstrahlern ist der Quotient „Sichtbare Strahlung zu Ge samtstrahlung" sehr hoch; nach Messungen von ÅNGSTRÖM[2]) 0,1 bis 0,8. Da bei einigen Gasen die Spektrallinien in bezug auf die Sichtbarkeit günstig liegen, so ergibt sich ein hoher visueller Nutzeffekt der Strahlung. Das Verhältnis der Gesamtstrahlung zu der aufgewendeten Leistung ist jedoch bei den vorhandenen Lumineszenzstrahlern viel kleiner als bei den Temperaturstrahlern z. B. nach den Messungen von ÅNGSTRÖM für Wasserstoff 0,003 bis 0,015, für Kohlendioxyd 0,012 bis 0,0132, für Stickstoff 0,022 bis 0,074. Die Lichtausbeute bleibt gering (s. aber Kap. 15, Ziff. 9).

Tabelle 1.

Lichtquelle	Lm/Watt	Grenzwert des visuellen Nutzeffektes der Gesamtstrahlung
Petroleumglühlicht	1,26	0,0020
Spiritusglühlicht	0,628	0,00097
Gasglühlicht	1,26	0,0020
Azetylenglühlicht	2,51	0,0038
Kohlefadenlampe	2,87	0,0046
Tantallampe	6,28	0,010
Nernstlampe	5,23	0,0095
Luftleere Wolframlampe	10,05	0,016
Gasgefüllte Wolframlampe	23,5	0,040
Reine Wolframstrahlung bei 3000°	30,1	0,044
Neon-Vakuumbogenlampe (=)	35,2	0,051

[1]) H. E. IVES, E. F. KINGSBURY u. E. KARRER, Journ. Frankl. Inst. Bd. 186, S. 401 u. 585. 1918.

[2]) K. ÅNGSTRÖM, Ann. d. Phys. Bd. 48, S. 493. 1893.

Bei den Reinkohlenbogenlampen ist der visuelle Nutzeffekt wesentlich höher als bei den Metallfadenlampen. Jedoch sind die Verluste, die infolge der notwendigen Beruhigungswiderstände, durch die oft 10 bis 20% der Spannung aufgenommen werden, sowie durch die Wärmeleitung auftreten, so groß, daß die Lichtausbeute nicht höher als bei großen Nitralampen ist.

Die Lichtausbeute und der visuelle Nutzeffekt der Gesamtstrahlung sind für einige Lichtquellen in Tabelle 1 gegeben. Ein Bild der Änderung der Lichtausbeute mit der Temperatur für Temperaturstrahler gibt Abb. 3. Es sind in Kurve *a* die Daten für die Strahlung des schwarzen Körpers, in Kurve *b* die für Kohlefadenlampen, in Kurve *d* die für Wolframvakuumlampen und in Kurve *c* die für die Oberflächenstrahlung von Wolfram (berechnet aus den Strahlungsdaten) angegeben.

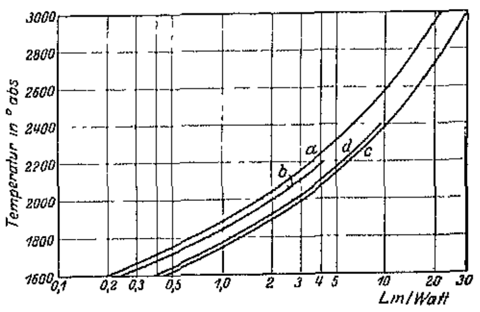


Abb. 3. Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Temperatur.
Kurve *a* für die Strahlung des schwarzen Körpers, Kurve *b* für Kohlefadenlampen, Kurve *c* für Wolfram (ohne Verluste), Kurve *d* für Wolframvakuumlampen.

4. Leuchtgüte. Angaben über die Lichtausbeute, die auf die Strahlung des schwarzen Körpers bezogen sind, lassen sich für Temperaturstrahler durch den Leuchtgütenwert (Lichtausbeute des Strahlers : Lichtausbeute des schwarzen Körpers [vgl. Kap. 2, Ziff. 10]) machen. In Abb. 4 ist die Leuchtgüte in Abhängigkeit von der wahren Temperatur für Kohlefaden-, Tantal- und Wolframlampen wiedergegeben.

5. Die Intensitätsverteilung im sichtbaren und ultravioletten Gebiet für Lichtquellen mit kontinuierlichem Spektrum. Die relative Intensitätsverteilung im sichtbaren Gebiet ist für einige Lichtquellen mit kontinuierlichem Spektrum nach Messungen von HYDE[1]), IVES[2]), CADY und LUCKIESH[3]) in Abb. 5 wiedergegeben. Die Intensität der Strahlung für $\lambda = 5{,}9 \cdot 10^{-5}$ cm ist gleich 100 gesetzt. Zum Vergleich ist die Verteilung für die Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs. und die für blaues Himmelslicht mit angegeben. Abb. 6 gibt die Daten auch für das ultraviolette Gebiet. Es ist zur Kennzeichnung der Lichtwirkung die Sichtbarkeitskurve und zur Kennzeichnung der photographischen Wirksamkeit die Empfindlichkeitskurve für eine orthochromatische Platte eingezeichnet (Maximum jeweils 100%).

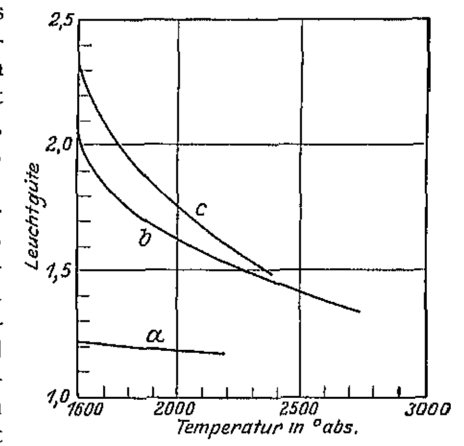


Abb. 4. Leuchtgüte in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Glühlampenarten.
Kurve *a*: Kohlefadenlampe, Kurve *b*: Wolframlampe, Kurve *c*: Tantallampe.

Absolute Werte der Energie sind größenordnungsmäßig in Tabelle 2 gegeben, es ist die Intensität $E_{\lambda T}$ der Strahlung für $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm angegeben. Die Werte sind aus den nach dem WIENschen Gesetz berechneten Intensitäten

[1]) E. P. HYDE, Journ Frankl Inst Bd 169, S 439. 1910
[2]) H E IVES, Trans Ill Eng Soc Bd 5, S 189 1910
[3]) M LUCKIESH, Electr World 19 Sept 1911, Trans Ill Eng Soc Bd 9, S 839. 1914.

Tabelle 2. Größenordnung der Intensität der Strahlung $E_{\lambda T}$, Absorptionsvermögen für $\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm und wahre Temperatur für einige Lichtquelle

Strahler	Wahre Temperatur T_w Grad abs	$A_\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm	$E_{\lambda T}(\lambda = 6{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm in Watt/cm³
Schwarzer Körper	5000°	1,0	$1{,}30 \cdot 10^{7}$
Kohlefadenlampe 2,87 Lm/Watt . . .	2090°	0,85	$2{,}40 \cdot 10^{1}$
Luftleere Wolframlampe 10,05 Lm/Watt	2420°	0,427	$4{,}95 \cdot 10^{1}$
Gasgefüllte Wolframlampe 23,5 Lm/Watt	3025°	~0,415[1]	$2{,}90 \cdot 10^{5}$
Azetylenflamme	2360°	0,016	$1{,}50 \cdot 10^{3}$
Petroleumlampe	1850°	0,0361	$2{,}35 \cdot 10^{2}$
Gasglühlicht, hängend	1900°	0,21	$1{,}90 \cdot 10^{3}$

der Strahlung des schwarzen Körpers für die wahre Temperatur (Spalte 1) der Lichtquellen und dem in Spalte 2 angegebenen Absorptionsvermögen berechnet. Die Energieverteilung im sichtbaren Gebiet und die absolute Intensität bedingen den Lichteindruck der Lichtquelle.

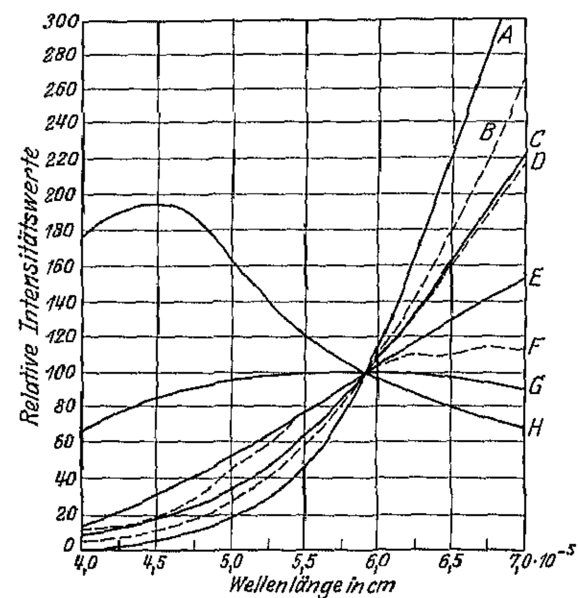


Abb. 5. Relative Intensitätswerte der Strahlung im sichtbaren Gebiet in Abhängigkeit von der Wellenlänge

A: Petroleumlampe, F: 5,91, S: 85, *B*: Kohlefadenlampe 3,0 Lm/W, F: 5,88, S: 75, *C*: Azetylenflamme, F: 5,86, S: 66; *D*: luftleere Wolframlampe 8,9 Lm/W, F: 5,85, S: 66; *E*: Gasgefüllte Wolframlampe 24,4 Lm/W, F: 5,83, S: 47; *F*: Auerstrumpf, F: 5,80, S: 70; *G*: Schwarzer Körper bei 5000° abs., *H*: blaues Himmelslicht, F: 4,75, S: 26, F = Farbton in 10^{-5} cm, S = Sättigung in Prozent

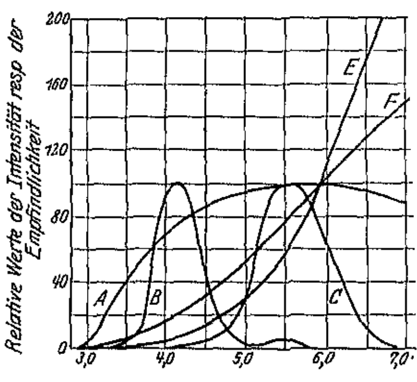


Abb. 6. Relative Strahlungsintensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Kurve *A* für die Strahlung des schwarzen Körpers bei 5000° abs., Kurve *E* für die Kohlefadenlampe bei 3,6 Lm/Watt, Kurve *F* für die Strahlung der gasgefüllten Wolframlampe von 24 Lm/Watt, resp. relative Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge, Kurve *B* für eine photographische Platte, Kurve *C* für das menschliche Auge

6. Das Spektrum von diskontinuierlich strahlenden Lichtquellen im sichtbaren Gebiet und Ultraviolett. Bei Bogenlampen strahlt der Krater der positiven Elektrode als ein glühender Körper mit kontinuierlichem Spektrum. Der im Lichtbogen strahlende Dampf gibt ein diskontinuierliches Spektrum (im Innern Atomspektrum [Linien], weiter außen Molekülspektrum [Banden]), so daß bei Zerlegung des Lichtes ein Spektrum mit kontinuierlichem Grund und übergelagerten Einzelbanden erscheint.

Von dem sichtbaren Spektrum eines reinen Kohlelichtbogens ist in Abb. 7, Reihe *G*, der kurzwellige Teil zugleich mit dem Ultraviolettspektrum wiedergegeben. Bei Verwendung von Dochtkohlen verändert sich das Aussehen stark. Überwiegt

[1]) Werte gelten für die Strahlung der Außenflächen.

die Intensität einzelner Spektrallinien stark, so erscheint das Licht gefärbt. Roter Farbeindruck entsteht z. B. bei Verwendung von Dochtkohlen, die mit Strontium- oder Yttriumsalz getränkt sind; ein gelber bei Natriumsalz; ein grüner bei Erbium-, Thallium-, Quecksilbersalzen; ein blauweißer durch seltene Erden, Uran-, Eisen-, Titansalze

Abb. 7 zeigt den Einfluß von Zusätzen von Eisen, Nickel, Wolfram und solchen Oxydgemischen, die ein reinweißes Licht geben, auf das Spektrum des Kohlelichtbogens für den Wellenlängenbereich von (2 bis 5) 10^{-5} cm. Es ist in Reihe G das Spektrum des Reinkohlelichtbogens, in B und D das bei Eisensalztränkung, in C das bei Nickelsalztränkung, in F das bei Wolframsalztränkung entstehende, in E das Spektrum des Schneeweißlichtbogens (Zusatz von seltenen Erden) und in A zur Wellenlängenmarkierung das Spektrum des Quecksilberbogens wiedergegeben.

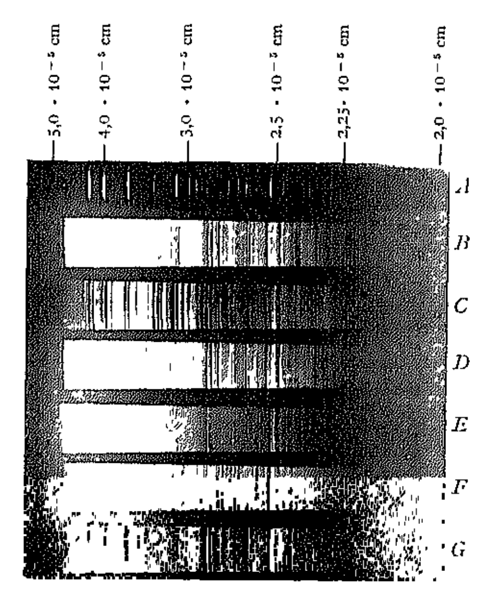


Abb. 7. Emissionsspektrum.

A Quecksilberdampflampe, B u. D Kohlelichtbogen mit Eisensalztränkung, C Kohlelichtbogen mit Nickelsalztränkung, E Schneeweißlichtbogenkohle, F Kohlelichtbogen mit Wolframsalztränkung, G Reinkohlelichtbogen

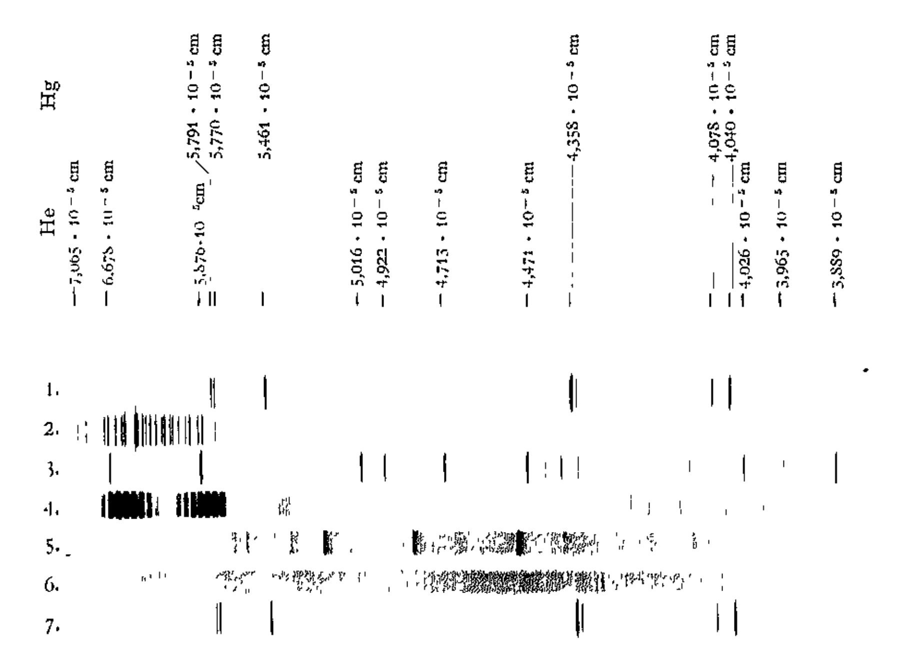


Abb. 8. Emissionsspektren von

1 u. 7 Quecksilberlinien, Niederdrucklampen,
2 Neonentladungsröhre,
3 Heliumentladungsröhre,
4 Stickstoffmoorelicht,
5. Kohlensäuremoorelicht
6 Tageslicht (blaues Himmelslicht)

Tabelle 3. Energiestrom in Watt/cm² in 1 Meter Entfernun

Lichtquelle	Dicke der Elektroden mm	Spannung in Volt	Stromstärke in Ampère	Lichtstärke HK	W.
Sonne, Washington					
25. Mai 1926. 11—12 Uhr vorm.	—	—	—	—	0,
28. Juni 1926. 11 Uhr vorm.	—	—	—	—	0,
Quarz-Quecksilberbogen	—	78 =	4	—	0,
Wolframlampe, gasgefüllt	—	115 ~	12,7	-	0,
Bogenlampe					
Neutrale Dochtkohle	6	50 ~	5	125	0,
„ „	12,7	65 ~	26	1870	0,
Graphitkohlen	10	70 =	22	2000	0,
Weiße Flammekohlen	6	35 ~	10	535	0,
Hochintensität, weiße Flammekohlen	11	59 =	88	38000	0,
Molybdän-Oxyddochtkohlen	8	50 ~	5	276	0,
Nickeldochtkohlen	6	38 ~	10	255	0,
Wolframstab	6,4	47 =	5	114	0,
Wolframdocht, 5%	10	54 ~	19,5	1260	0,
Dochtkohle, 23 A, Gebr. Siemens	7	46 ~	10	545	0,

Das Spektrum von Moorelichtröhren zeigt Abb. 8. Es sind in den Reih 1. und 7. die Hg-Linien zum Vergleich aufgenommen und in 6. d Sonnenspektrum.

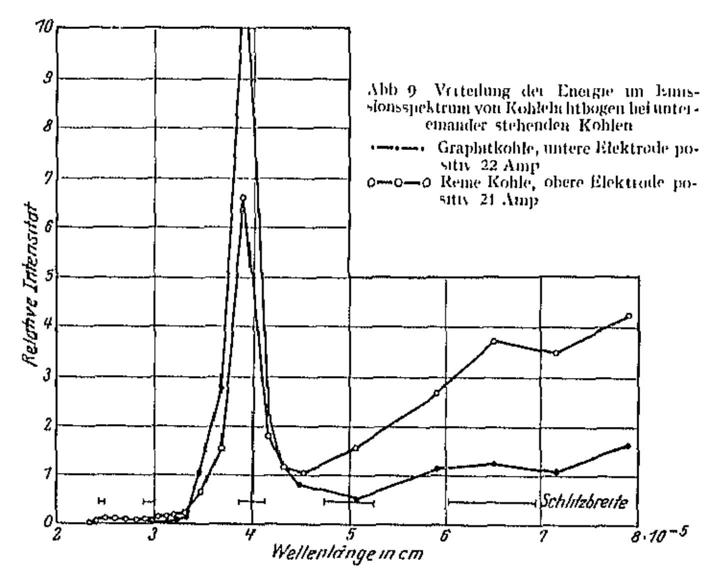


Abb. 9. Verteilung der Energie im Emissionsspektrum von Kohlelichtbogen bei untereinander stehenden Kohlen. •—•—• Graphitkohle, untere Elektrode positiv 22 Amp. o—o—o Reine Kohle, obere Elektrode positiv 21 Amp.

Die 2. Reihe zeigt das Spektrum des Neonentladungsrohres,
„ 3. „ „ „ „ „ Heliumentladungsrohres,
„ 4. „ „ „ „ „ Stickstoffleuchtrohres,
„ 5. „ „ „ „ „ Kohlensäureleuchtrohres.

Für einige Lichtquellen, vor allem Lichtbögen, ist die Energieverteilung in einzelnen Spektralbereichen von Coblentz, Dorcas und Hughes[1]) gemessen. Tabelle 3 gibt einzelne Daten.

[1]) W. W. Coblentz, M. J. Dorcas u. C. W. Hughes, Scient. Pap. Bureau of Stand. 1926, Nr. 539. W. W. Coblentz, Trans., Ill. Eng. Soc. Bd. 23, S. 247. 1928.

relative Energieverteilung in einzelnen Spektralbereichen

Angabe der Strahlungsverteilung in dem angegebenen Gebiete in Prozenten der Gesamtstrahlung bis $120 \cdot 10^{-5}$ cm						
$(1,7-3,2)\,10^{-5}$ cm	$(3,2-3,7)\,10^{-5}$ cm	$(3,7-4,8)\,10^{-5}$ cm	$(4,8-6,0)\,10^{-5}$ cm	$(6,0-14)\,10^{-5}$ cm	$(14-42)\,10^{-5}$ cm	$(42-120)\,10^{-5}$ cm
2,0	2,8	12,6	21,9	38,9	21,4	0,4
1,8	3,2	13,3	22,0	39,5	19,7	0,5
5,7	2,8	2,5	6,7	3,2	20,5	58,6
0	0,2	1,0	3,8	29,8	54,2	11,0
0,2	0,3	0,8	0,7	16,1	61,1	20,8
0,4	1,1	4,4	1,3	13,9	58,7	20,2
0,9	1,5	4,6	1,4	12,8	56,8	21,6
1,3	1,8	4,5	5,6	22,0	48,7	16,1
3,1	3,3	11,3	12,5	23,1	24,4	22,3
0,3	1,0	0,6	0,5	11,4	70,1	16,0
1,0	1,1	2,0	2,1	21,4	57,2	15,2
0,7	3,0	1,9	1,1	3,2	48,7	41,4
0,2	1,0	3,6	1,4	14,9	60,0	18,9
0,3	0,4	2,2	3,6	23,3	59,5	10,7

Die relative Verteilung im Kohlelichtbogen im Ultraviolett und sichtbaren Gebiet ist nach den Messungen von COBLENTZ, DORCAS und HUGHES in den Abb. 9 und 10 für verschiedene Stellungen und Stromstärken wiedergegeben. Zur Kennzeichnung der Auflösungsmöglichkeit ist nach Vorbild der dortigen Darstellung die Spaltbreite auf der ersten Abbildung mit angegeben. Man

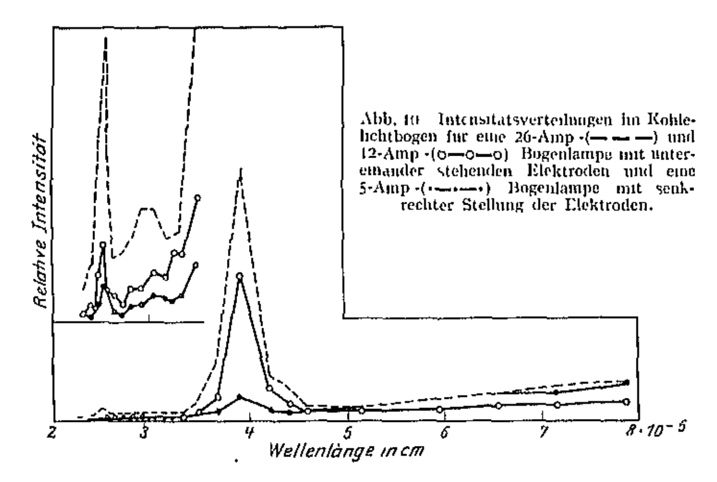


Abb. 10. Intensitätsverteilungen im Kohlelichtbogen für eine 26-Amp.-(— — —) und 12-Amp.-(o—o—o) Bogenlampe mit untereinander stehenden Elektroden und eine 5-Amp.-(•—•—•) Bogenlampe mit senkrechter Stellung der Elektroden.

sieht, daß das Auflösungsvermögen der verwandten Apparatur zu klein war, um den Intensitätsanstieg durch eine einzelne Spektrallinie zu erkennen.

Die bekannte breite Bande bei etwa $2,5 \cdot 10^{-5}$ cm ist in dem in vergrößertem Maßstabe in Abb. 10 gezeichneten Teil zu sehen. Bei etwa $3,89 \cdot 10^{-5}$ cm liegt eine schmale Bande, die die größte Intensität aufweist. Der Anstieg nach dem roten Teil des Spektrums wird durch die Strahlung des Kraters bedingt. Abb. 9 gibt die Intensitätsverteilung für untereinander stehende Kohlen, für Reinkohle und Graphitkohle, jedoch mit verschiedener Polung der Kohlen. Abb. 10 gibt die Intensitätsverteilung für verschiedene Stromstärken bei untereinander stehenden Kohlen und für eine kleinere Stromstärke für senkrecht zueinander stehende Kohlen.

Derselben Arbeit entstammt Abb. 11, die die relative spektrale Energi verteilung in einer Quarzquecksilberbogenlampe, im Nickel- und Wolfram lichtbogen gibt.

Die Energieverteilung in der Hochintensitätsflammenbogenlampe 150 Am 73 Volt ist nach BENFORD für das Kraterlicht in Abb 12, für die Flamme d

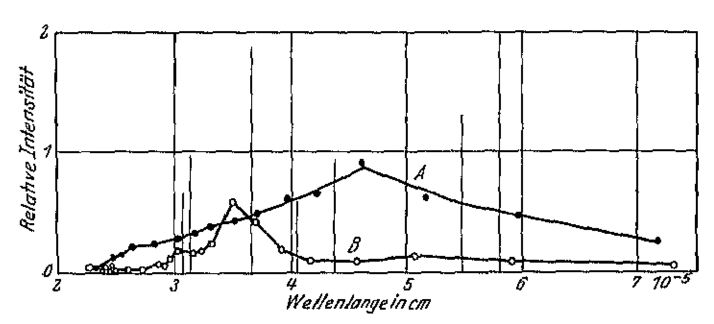


Abb. 11 Relative Intensität im Metallichtbogenspektrum (untereinanderstehende Elektroden). A Wolframlichtbogen· Elektrodendurchmesser 6,1 mm, Stromstärke 5 Amp. B Nickellichtbogen Elektrodendurchmesser 12 mm, Stromstärke 6 Amp Einzellinien Quecksilberlichtbogen im Quarzgefäß

Bogens in Abb. 13 wiedergegeben. Abb. 14 zeigt neben den Mittelkurven die resultierende Energieverteilungskurve des Gesamtlichtes.

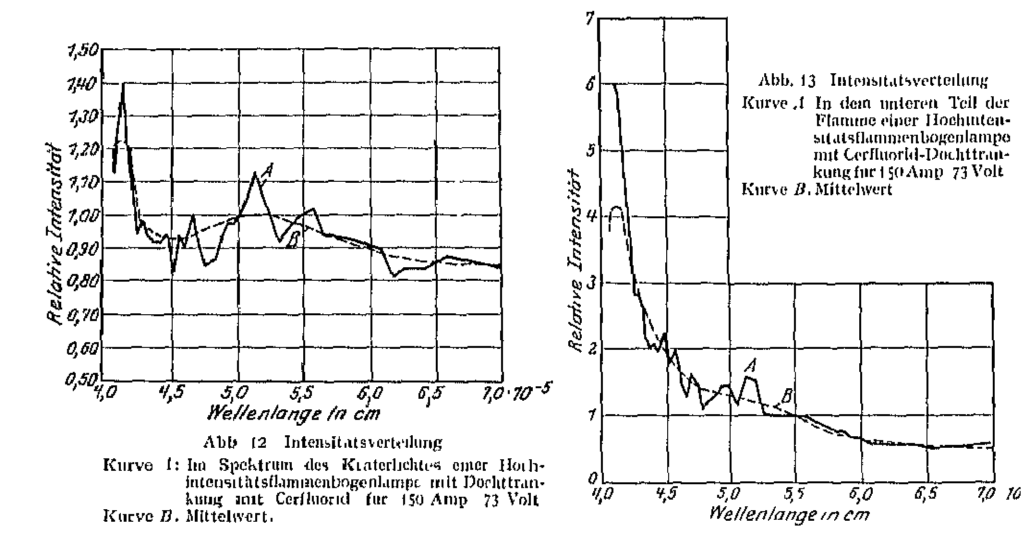


Abb 12 Intensitätsverteilung
Kurve A: Im Spektrum des Kraterlichtes einer Hochintensitätsflammenbogenlampe mit Dochttränkung mit Cerfluorid für 150 Amp 73 Volt
Kurve B. Mittelwert.

Abb. 13 Intensitätsverteilung
Kurve A In dem unteren Teil der Flamme einer Hochintensitätsflammenbogenlampe mit Cerfluorid-Dochttränkung für 150 Amp 73 Volt
Kurve B. Mittelwert

Die relative Leuchtdichte der Becklampen, bezogen auf die einer normalen Kohlebogenlampe, ist in Abb. 15 gegeben.

7. Lichteindruck. Der Lichteindruck wird durch Angabe der Farbe und der Leuchtdichte gekennzeichnet. Als Farbkoordinaten wählt man entweder **Farbton** und relative Sättigung (Farbton = vorherrschende Spektralfarbe, Sättigung = prozentualer Gehalt der Spektralfarbe) oder die Verhältnisse der drei Grundempfindungen (vgl. Kap. 1, Ziff. 17, 19, 21). Mit Angabe dieser Größen ist die Lage im MAXWELLschen Farbdreieck charakterisiert. Die Leuchtdichte wird in HK/cm² angegeben. Bei Lichtquellen mit Farbtemperatur (Kap. 2, Ziff. 14) läßt sich der Farbeindruck auch durch Vergleich mit der Strahlung des

schwarzen Körpers kennzeichnen. Man gibt die Farbtemperatur an, Farbton und Sättigung sind dann gleich der des schwarzen Körpers dieser Temperatur.

Die Leuchtdichte läßt sich für Temperaturstrahler annähernd aus der Angabe der schwarzen Temperatur für eine Wellenlänge im Gelbgrün, die der wirksamen Wellenlänge des Auges (vgl. Kap. 1, Ziff. 29) entspricht, oder

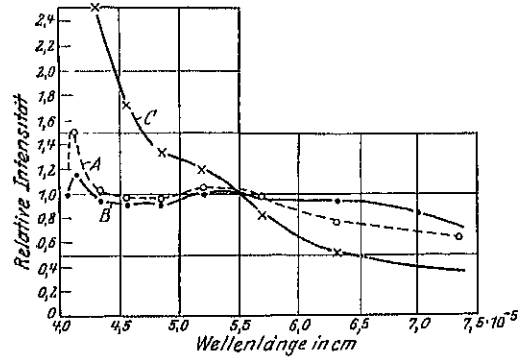


Abb. 14. Mittlere Intensitätsverteilung im Spektrum einer Hochintensitätsflammenbogenlampe mit Cerfluoriddocht für 150 Amp. 73 Volt.

Kurve *A*: Gesamtstrahlung, Kurve *C*: Flammenstrahlung, Kurve *B*: Kraterstrahlung.

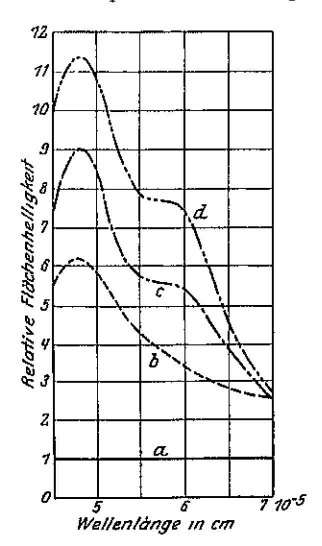


Abb. 15. Relative Leuchtdichte der Beck- und Goerz-Becklampe in Abhängigkeit von der Wellenlänge, bezogen auf normale Kohlebogenlampe.

Kurve *a*: normale Bogenlampe, Kurve *b*: alte Becklampe 140 Amp., Kurve *c*: Goerzlampe Kohle 200 Amp., Kurve *d*: Goerzlampe Kohle 225 Amp.

bei geringerer Anforderung an Genauigkeit aus der schwarzen Temperatur für das Empfindlichkeitsmaximum des Auges ($\lambda = 5{,}55 \cdot 10^{-5}$ cm) ersehen.

Tabelle 4 gibt für einige Lichtquellen die Farbkoordinaten bei Betriebstemperatur, Tabelle 5 die wahren Temperaturen, die Farbtemperaturen und die Leuchtdichten an.

Tabelle 4. **Farbkoordinaten für einzelne Lichtquellen bei Betriebstemperatur**[1])

Lampentype	Betriebstemperatur T_w in Grad abs	Größe der Grunderregung in Proz			Sättigung in Proz	Wellenlänge des Farbtons in cm
		Rot	Grün	Blau		
Wolfram, luftleer 1 Watt/HK_h	2440	48,1	38,8	13,1	62,4	$5{,}85 \cdot 10^{-5}$
desgl. 40 Watt geradfädig	2460	47,7	38,8	13,5	61,1	$5{,}85 \cdot 10^{-5}$
desgl. 60 Watt „	2465	47,7	38,8	13,5	60,9	$5{,}85 \cdot 10^{-5}$
Wolfram, gasgefüllt.						
50 Watt	2690	46,3	38,6	15,1	55,7	$5{,}84 \cdot 10^{-5}$
100 Watt	2765	45,7	38,4	15,9	53,4	$5{,}84 \cdot 10^{-5}$
200 Watt	2845	45,1	38,3	16,6	51,1	$5{,}84 \cdot 10^{-5}$
500 Watt	2935	44,2	38,0	17,8	47,6	$5{,}83 \cdot 10^{-5}$
1000 Watt	2995	43,7	37,9	18,4	45,7	$5{,}83 \cdot 10^{-5}$
2000 Watt	3025	43,5	37,8	18,7	45,1	$5{,}83 \cdot 10^{-5}$
Kohlefadenlampe 3,5 W/HK_h	2088	52,0	38,9	9,1	74,6	$5{,}88 \cdot 10^{-5}$
Tantallampe 1,6 Watt/HK_h	2220	49,7	38,9	11,4	67,9	$5{,}87 \cdot 10^{-5}$
Nernststift	2400	48,8	38,9	12,3	64,9	$5{,}86 \cdot 10^{-5}$
Azetylenflamme	2360	49,2	38,9	11,9	66,2	$5{,}86 \cdot 10^{-5}$

[1]) Bei der Berechnung sind die Ivesschen Grundempfindungswerte (vgl. Kap. 1, Ziff. 16) und die Energieverteilung, die sich mit $c_2 = 1{,}43$ cm · Grad errechnet, zugrunde gelegt. Über Messungen siehe: J. Guild, Trans. Opt. Soc. Amer. Bd. 27, S. 106, 1925/26 und S. Rösch, Lit. S. 454.

Tabelle 5. Wahre Temperatur, Farbtemperatur und Leuchtdichte für einige Lichtquellen

Lampentype	Betriebstemperatur T_w in Grad abs	Temperatur des schwarzen Körpers bei der Farbgleichheit besteht T_f	Temperatur des schwarzen Körpers bei der Leuchtdichtegleichheit besteht	HK/cm²
Wolfram, luftleer 1 Watt/HK_h	2440	2493	2260	201
desgl. 40 Watt geradfädig	2460	2515	2292	238
desgl. 60 Watt "	2465	2520	2297	244
Wolfram, gasgefüllt:				
50 Watt	2690	2675	2516	622[1])
100 Watt	2765	2745	2580	802
200 Watt	2845	2815	2648	1040
500 Watt	2935	2925	2732	1384
1000 Watt	2995	2985	2792	1700
2000 Watt	3025	3005	2821	1870
Kohlefadenlampe 3,5 Watt/HK_h	2088	2088	2059	71
Tantallampe 1,6 Watt/HK_h	2220	2308	2084	82
Nernststift	2400		2369	338
Azetylenflamme	2360	2360	1728	6,0 bis 9,0

8. Änderung der Strahlung durch Klarglashüllen. Im allgemeinen rechnet man mit durchschnittlichen Lichtverlusten von 2 bis 5% infolge des Einschlusses in einer Klarglasglocke. Die Werte für die einzelnen Glassorten variieren. Genaue Untersuchungen der Lichtausbeute bei gleicher Farbtemperatur, die CAMPBELL und FREETH[2]) neuerdings vornahmen, ergaben, daß Glocken, an

Tabelle 6. Durchlässigkeit (einschließlich Reflexionsverlust) von Lampen-Glockenglas für Wellenlängen im sichtbaren Gebiet und im Anfang des ultravioletten Gebietes für Gläser von 0,8 mm Dicke.

Wellenlänge in cm	Spektrale Durchlässigkeit von Lampenglocken von 0,8 mm Dicke: Natronblei (20% PbO)	Pitney-Natron-Kalk 17% Na_2O 10% $(Mg+Ca)O$	Borsilikat	Mazda C 2 Tageslichtglocke, gefärbte Natronbleigläser
$3{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,01	0,07	0,005	0,0
$3{,}2 \cdot 10^{-5}$	0,28	0,47	0,15	0,017
$3{,}4 \cdot 10^{-5}$	0,62	0,865	0,49	0,375
$3{,}6 \cdot 10^{-5}$	0,82	0,88	0,745	0,675
$3{,}8 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,875	0,785
$4{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,92	0,84
$4{,}2 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,925	0,85
$4{,}4 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,915	0,84
$4{,}6 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,79
$4{,}8 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,70
$5{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,62
$5{,}2 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,535
$5{,}4 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,455
$5{,}6 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,495
$5{,}8 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,36
$6{,}0 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,88	0,905	0,29
$6{,}2 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,875	0,905	0,28
$6{,}4 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,87	0,905	0,245
$6{,}6 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,865	0,905	0,235
$6{,}8 \cdot 10^{-5}$	0,875	0,86	0,905	0,27

[1]) Mittelwerte von Innen- und Außenstrahlung.
[2]) N. R. CAMPBELL u. M. K. FREETH, ZS. f. techn. Phys. Bd. 8, S. 28. 1927.

denen Unterschiede nicht zu sehen waren, im Absorptionsvermögen so abwichen, daß 2% Schwankungen in der Lichtausbeute vorkamen.

Tabelle 7. Angabe der Durchlässigkeit von verschiedenen Gläsern für ultrarote Strahlen verschiedener Wellenlängen.

Wellenlänge	Lampenglocke, Bleiglas 1,0 mm	Gewöhnliches Natronkalkglas 1,0 mm	Tageslicht-Lampenglockenglas 1,0 mm	Quarz 1,0 mm
$1,0 \cdot 10^{-4}$ cm	0,87	0,88	0,26	0,92
$1,5 \cdot 10^{-4}$ „	0,90	0,90	0,50	0,92
$2,0 \cdot 10^{-4}$ „	0,91	0,90	0,70	0,92
$2,5 \cdot 10^{-4}$ „	0,86	0,89	0,83	0,92
$3,0 \cdot 10^{-4}$ „	0,77	0,70	0,75	0,91
$3,5 \cdot 10^{-4}$ „	0,64	0,62	0,65	0,90
$4,0 \cdot 10^{-4}$ „	0,62	0,60	0,60	0,75
$4,5 \cdot 10^{-4}$ „	0,26	0,20	0,25	0,42
$5,0 \cdot 10^{-4}$ „	0,05	0,04	0,05	0,06
$5,5 \cdot 10^{-4}$ „	0,02	0,02	0,02	—
$6,0 \cdot 10^{-4}$ „	—	—	—	—

Die spektrale Durchlässigkeit für das sichtbare und ultraviolette Gebiet einiger Lampenglockengläser für eine Dicke von 0,8 mm ist nach den Messungen von LUCKIESH, HOLLADAY und TAYLOR[1]) in Tabelle 6 wiedergegeben[2]). Kurvenmäßig bringt Abb. 16 die Daten.

Die Durchlässigkeit für ultrarote Strahlen gibt nach Angaben von RYDE[3]) Tabelle 7. Derselben Arbeit sind die in Tabelle 8 gebrachten Angaben über die Gesamtdurchlässigkeit für verschieden zusammengesetzte Strahlung (Strahlung des schwarzen Körpers verschiedener Temperatur) entnommen.

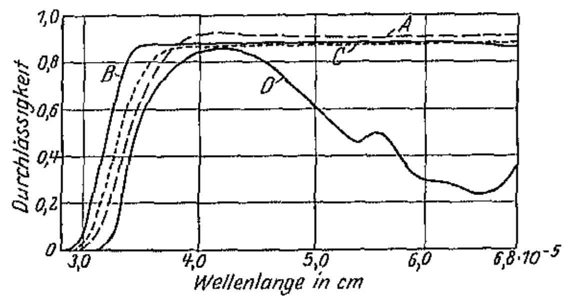


Abb. 16. Durchlässigkeit von Gläsern von 0,8 mm Dicke für das Gebiet sichtbarer und ultravioletter Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge.
Kurve A. Hartglas (Borsilikat), Kurve B. Natronkalkglas (15% Na_2O, 10% $(Ca+MgO)$), Kurve C: Natronbleiglas (20% PbO), Kurve D. Tageslichtlampenglockenglas.

9. Filter für das sichtbare Gebiet. Um die ultrarote Strahlung auszublenden, benutzt man meist Flüssigkeitsfilter, z. B. 6 bis 12% Kupfersulfatlösung in Schichtdicke von 1 cm und 20% Eisensulfatlösung in Schichtdicke von 2 cm oder je 1 cm dicke Schichten von folgenden Lösungen: 57 g Kupfersulfat ($CuSO_4 \cdot 5\,H_2O$) gelöst in 1 l Wasser und 72 g Kaliumbichromat ($K_2Cr_2O_7$) gelöst in 1 l Wasser. Ferner hat ein dünner Silberspiegel auf Quarz keine ultrarote Durchlässigkeit, im sichtbaren Gebiet wird von ihm vor allem Blau (Maximum im Ultraviolett

Tabelle 8. Angabe der Gesamtdurchlässigkeit von verschiedenen Gläsern für die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers.

Temperatur des schwarzen Körpers	Lampenglockenglas (Blei) 1,0 mm	Tageslichtlampenglocke 1,0 mm	Quarz 1,0 mm
2340° abs.	0,77	0,495	0,815
1825° „	0,72	0,535	0,75
1310° „	0,545	0,48	0,63
1000° „	0,40	0,385	0,47

[1]) M. LUCKIESH, L. L. HOLLADAY u. A. H. TAYLOR, Journ. Frankl. Inst. Bd. 196, S. 368. 1923.

[2]) Die Reflexionsverluste betragen etwa 8 bis 9% an ungefärbten Gläsern.

[3]) J. W. RYDE, Electr. Rev. Bd. 96, S. 881. 1925.

3,2 · 10^{-5} cm) durchgelassen. Es gibt auch speziell ultrarotundurchlässige Gl (Eisenoxydzusatz).

Die Durchlässigkeit von Wasserschichten, von Kupfersulfat-, Kali bichromat-, Kupferammoniumsulfatlösungen gibt Abb. 17.

An Spezialfiltern sollen die bei objektiver Photometrie verwandten erwä sein. Um den Lichtstrom als Energiestrom objektiv zu messen, muß ers die Strahlung des sichtbaren Gebietes isoliert werden, und zweitens im sichtba Gebiet die Intensität in den einzelnen Schwingungsbereichen gemäß der Si barkeit geschwächt werden. Die Größe des auf diese Art geänderten Ener stromes wird dann gemessen. Zerlegt man die Strahlung spektral und entw ein reelles Bild des Spektrums, so kann durch Abdeckung von Teilen des Sp trums mittels einer Schablone, die entsprechend der Sichtbarkeitskurve und Apparatdispersion ausgeschnitten ist, die gewünschte Bewertung vorgenomn werden[1]). Die von der resultierenden Spektralfläche ausgehende Strahlung w wieder vereinigt und auf dem Meßinstrument konzentriert. Weiter kann Strahlung durch den Durchgang durch ein Filter, dessen Durchlässigkeitskur wie die Sichtbarkeitskurve verläuft, zweckentsprechend geändert werden. Beispiel sei das CONRADsche[2]) Filter angegeben. Es werden folgende Lösung in den angegebenen Schichtdicken verwandt:

42,5 g	($CuCl_2 \cdot 2\,H_2O$)	in 1 l	Wasser	1,4 cm Schichtdicke
0,7745 g	$K_2Cr_2O_7$	„ 1 l	„	1,35 „ „
0,0562 g	J + 0,4356 g KJ	„ 1 l	„	1,45 „ „

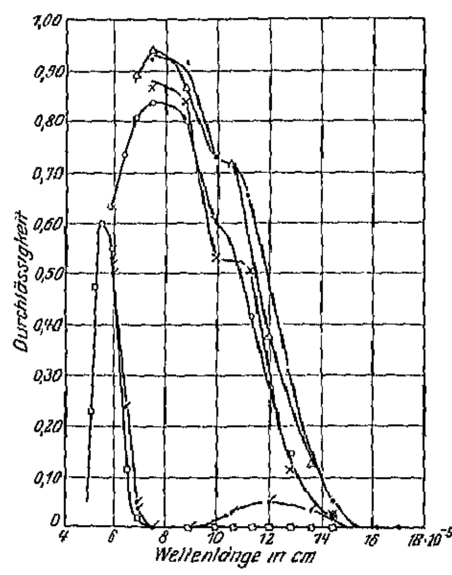


Abb. 17. Durchlässigkeit von verschiedenen Filtern.
· · · Wasser in 1 cm dicker Schicht,
× × × „ „ 2 „ „ „
△ △ △ Kaliumbichromat, 72 g auf 1 l Wasser, Schichtdicke 1 cm,
• • • Kupfersulfat, 53 g auf 1 l Wasser, Schichtdicke 1 cm,
○ ○ ○ Kobaltammoniumsulfat, 6 g in 91 cm³ Wasser, Schichtdicke 1 cm,
□ □ □ Lichtfilter 1 cm dicke Schicht. Zusammensetzung: Kupferchlorid 60 g, Kaliumbichromat 1,9 g, Kobaltammoniumsulfat 14,5 g, Salpetersäure (1,05) 18 cm³. Mit Wasser auf 1 l auffüllen.

Die Durchlässigkeit für die Wellenlän maximaler Sichtbarkeit ist hier 0,7 b 0,75, die übrigen Gebiete sind entspr chend der Augenempfindlichkeit redu ziert. Es werden also 70 bis 75% de wirksamen Energie (vgl. Kap. 1, Ziff. 1(durchgelassen. Die Durchlässigkeit eine 1 cm dicken Schicht des aus der folgen den Lösung: 60 g Kupferchlorid; 1,9 Kaliumbichromat; 14,5 g Kupferammo niumsulfat; 18 cm³ Salpetersäure (1,05 in 1 l Wasser, bestehenden Lichtfilte ist in Abb. 17 eingezeichnet. Für Aus sonderung einzelner Bereiche der sicht baren Strahlung können Glasfilter benutzt werden, z. B. die in Tabelle 8 gegebenen SCHOTTschen Gläser; der Durchlässigkeitsbereich ist nach dem Tätigkeitsbericht der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt[3]) angegeben.

10. Aussonderung ultravioletter Strahlen. Ultraviolette Strahlung wird vor allem zu therapeutischen Zwecken,

---

[1]) J. STRACHE, Proc Amer Gas Inst Bd. 2, S. 401. 1911. H. E. IVES, Phys Rev Bd. 41, S. 334. 1915.

[2]) F. CONRAD, Ann. d. Phys Bd. 54, S. 357. 1917.

[3]) Tätigkeitsbericht der P.T.R. 1926, S. 61.

zum Keimtöten und zu Analysenzwecken benutzt. Hautrotung (Erythem) erzeugen vor allem das Gebiet von (2,85 bis 3,15) · 10^{-5} cm und in geringem Maße das Gebiet um 2,60 · 10^{-5} cm. Soll, wie es z. B. bei Analysenzwecken oft erwünscht

Tabelle 9. Gemäß Tätigkeitsbericht der Reichsanstalt 1926 vorgeschlagene selektive Filter

Farbglas	Nummer des Farbglases	Dicke des Farbglases in mm	Benutzbar für den Spektralbereich
Rotfilter	F 4512	3,8	rot 0,770—0,620 μ
Dunkles Gelbglas .	F 5899	7,0	gelb 0,620—0,573 μ
Grünfilter . . .	F 4930	2,7	grün 0,573—0,495 μ
Blaufilter	F 3873	2,0	blau 0,495—0,430 μ
Blau-Uviolglas . .	F 3653	4,0	violett 0,430—0,390 μ

ist, die sichtbare Strahlung nicht durchgelassen werden, so benutzt man Filter aus schwarzem Uviolglas oder ähnlichen Gläsern. Die Durchlässigkeitskurven einiger Spezialultraviolettgläser der Corning Glas-Werke[1]) (Amerika) sind in Abb. 18 wiedergegeben.

1. Glas 980 A, Dicke 5 mm
2. „ 984 B, „ 5,3 „
3. „ 985 B, „ 5 „
4. „ 986 A, „ 5,0 „

Die Grenze für ultraviolette Durchlassung bei dem Jenaer Uvioldeckglas (sehr dünn) liegt bei 2,48 · 10^{-5} cm, für Jenaer N.V.-Kron 3199 (1 mm dick) ist die Grenzwellenlänge, bei der die Durchlassung 60 % ist, in Abb. 18 (punktierte Linie) mit eingezeichnet.

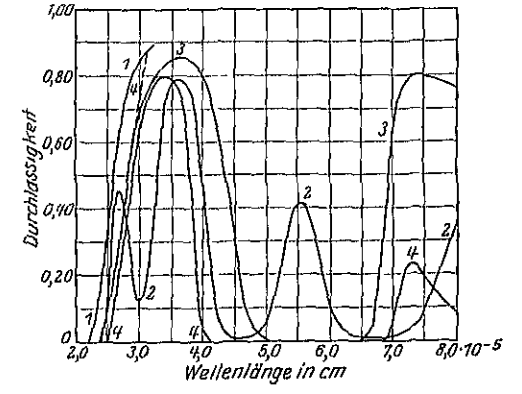


Abb. 18. Spezialgläser für ultraviolette Durchlassung.
1 = G 980 A, 5,0 mm, 3 = G 985 B, 5,0 mm,
2 = G 984 B, 5,3 mm, 4 = G 986 A, 5,0 mm.
Grenze für Jenaer NV Kron 3199, 1 mm

Die Absorption des blauen Uviolglases der Sendlinger Optischen Glaswerke (ein Kronglas mit Kobaltoxydzusatz) und des Schwarz-U-V-Glases der Sendlinger Optischen Glaswerke sind aus einer Aufnahme von JAECKEL[2]) (Abb. 19) zu erkennen. Es sind Aufnahmen des Spektrums der Quarz-Quecksilberlampe (2)

durch ein Brillenglas (3), durch U-V Kron 1 mm (4)
„ „ „ 2 „ (5)
„ „ „ 4 „ (6)
durch blaues U-V-Glas 1 mm (7)
„ „ „ „ 2 „ (8)
„ „ „ „ 4 „ (9)

und

durch Schwarz-U-V-Glas 1 mm (10)
„ „ „ „ 2 „ (11)
„ „ „ „ 4 „ (12)

wiedergegeben.

11. Aktinische Wirkung der Strahlung von Lichtquellen. Die für photographische Zwecke benutzten lichtempfindlichen Schichten reagieren verschieden stark auf Strahlen verschiedener Schwingungszahl. Die Empfindlichkeit bei

[1]) Nach Angaben von K. S. GIBSON, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 267—280. 1926.
[2]) G. JAECKEL, ZS. f. techn. Phys. Bd. 7, S. 302. 1926.

gewöhnlichen Bromsilberplatten ist bei etwa $4{,}60 \cdot 10^{-5}$ cm am größten, bei längeren Wellen stark ab, bei $5{,}00 \cdot 10^{-5}$ cm auf etwa 3% des Maximalwe

Abb 19 Spektrum der Quarz-Quecksilberlampe (2)
durch ein Brillenglas (3)
" U-V Kron 1 mm (4)
" " 2 " (5)
" " 5 " (6)
durch blaues U-V-Glas 1 mm (7)
" " " 2 " (8)
" " " 4 " (9)
durch Schwarz-U-V-Glas 1 mm (10)
" " " 2 " (11)
" " " 4 " (12)
Wellenlängenskala in cm · 10^6

Für sensibilisierte Sch ten ist die relative E findlichkeit (Schwär: im „normalen" Ge in Abhängigkeit von Wellenzahl (reziproke W lenlänge) in Abb 20[1]) geben, und zwar a) wöhnliche Schicht, b) thochromatische Schi c) panchromatische Schi Aus den Empfindlichk kurven ergibt sich mit Emissionskurven der Li quellen angenähert die W samkeit einer Strahlung photographische Zweck

Angaben über die r tive photographische W samkeit für einige Li quellen in verschiede Anordnungen bei gleich Energieverbrauch sind die Plattensorten der bild. 20 in Tabelle 10 w dergegeben.

Vielfach wird die p tographische Wirksamk nicht auf gleichen V brauch, sondern auf g chen Lichtstrom bezog Sie wird dann Aktini der Lichtquelle genan Als Bezugseinheit wird bei die Hefnerlampe u die von ihrer Strahlu hervorgebrachte photog phische Wirkung gewäh Werte für die aktinisc Wirkung einiger Lichtqu len für Bromsilberplatt sind in Tabelle 11 wied gegeben. Für Vakuum wolframglühlampen b dingt eine Zunahme d Spannung um etwa 1 eine Zunahme der Akti tät um etwa 0,6%.

[1]) Entnommen J W. T. WALSH, Photometry, S. 332. London 1926 (Literatur s. dor

Tabelle 10. Relative photographische Wirksamkeit für einige Lichtquellen.

Lichtquelle	Lm/W	Relative photographische Wirksamkeit für gleichen Energieverbrauch		
		Gewöhnliche Platte	Orthochromatische Platte	Panchromatische Platte
Azetylenflamme[1]	0,77	0,14	0,21	0,24
Quecksilberlichtbogen in geschmolzenem Quarz[2]	44,0	158,0	130,0	99,0
Quecksilber-Quarzlichtbogen durch Kronglas[3]	40,7	79,0	68,0	62,0
Kohlelichtbogen in gewöhnlichem Glas[4]	13,2	10,0	9,0	8,5
Weißer Flammenlichtbogen[5]	31,9	52,0	45,0	42,0
Eingeschlossener Flammenlichtbogen[6]	9,9	11,0	11,0	10,0
Kohlefadenlampe	2,68	0,37	0,52	0,68
Kohlefadenlampe	3,47	0,51	0,74	0,95
Luftleere Wolframglühlampe	8,8	1,7	2,2	2,7
Luftleere Wolframglühlampe	10,9	2,4	3,0	3,5
Gasgefüllte Wolframlampe	18,3	6,1	6,8	7,7
Gasgefüllte Wolframlampe	23,7	8,9	9,8	11,0
Quecksilberdampflampe[7]	25,3	47,0	54,0	42,0

Die Tabelle 10 ist entnommen M. LUCKIESH, Ultraviolet Radiation. S. 110 u. 111. New York 1922.

Tabelle 11. Relative Wirkung auf Bromsilberplatten.

	Licht	Chemische Wirkung*)	Aktinität
Hefnerlampe	1	1	1
Petroleumlampe	12	18	1,5
Kohlefadenlampe	32	64	2
Luftleere Wolframlampe	32	144	4,5
Gasgefüllte Wolframlampe (1500 W)	2400	16800	7
Auerstrumpf	60	160	2,6
Kohlebogenlicht	400	4000	10,0

*) Produkt aus Lichtstrom und Aktinität.

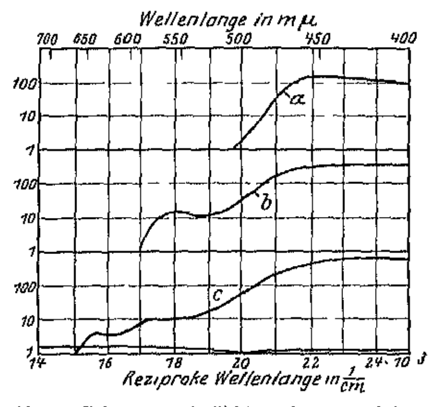


Abb. 20. Relative Empfindlichkeit, bezogen auf die Steigung der Gradationskurve, in Abhängigkeit von der Wellenzahl (reziproke Wellenlänge) für photographische Platten.
Kurve *a* gewöhnliche photographische Platte,
Kurve *b*, orthochromatische Platte,
Kurve *c* panchromatische Platte.

[1]) Normal-Azetylenbrenner mit zylindrischer Flamme.

[2]) Quarz-Quecksilberlampe 220 Volt, 3,4 Amp., als Reflektor schwarze polierte Glasplatte, 2 cm dick. Die Intensität war gemindert durch zwei Quarzlinsen.

[3]) Dieselbe Lichtquelle, eine der Quarzlinsen durch klares Kronglas ersetzt.

[4]) Reinkohlebogenlampe 110 Volt, 6 Amp., Durchmesser der positiven Kohle 6 mm, Dochtkohle, Lichtbogenspannung 60 Volt. Senkrecht zueinander stehende Kohlen. Intensität durch Glaslinsen vermindert.

[5]) Weißer Flammenlichtbogen 115 Volt = 24 bis 26 Amp., Lichtbogenspannung 85 Volt, Flamme 2,5 bis 3 cm lang. Untere Kohle positiv, Durchmesser 10 mm, obere Kohle, Durchmesser 13 mm, Dochtkohle. Intensität durch eine Quarz- und eine Kronglaslinse gemindert.

[6]) Flammenlichtbogen in Glaszylinder eingeschlossen, 110 Volt, 8 Amp. Lichtbogenspannung 65 Volt, Kohlenstellung 90°, normale Dochtkohlen.

[7]) Quecksilberlichtbogen in Glasrohr, 45 cm lang, Durchmesser 2,8 mm, 115 Volt, 3,5 Amp. Strahlung von einem 2 cm langen Abschnitt in der Mitte der Lampe.

c) Räumliche Lichtstrahlung verschiedener Leuchtkörperformen.

12. Veränderung der Oberflächenstrahlung durch Tiefenstrahlung. den Metallfadenlampen ist bei einem großen Teil der Vakuumlampen und allen gasgefüllten Lampen der Draht des Leuchtkörpers zu einer Wendel wickelt. Die Einzelteile des Leucht pers können sich bestrahlen. Es neben der reinen Oberflächenstrahl eine Innenstrahlung auf, d. h. ne Strahlung ohne Reflexion von der äuße Oberfläche kommt aus dem Innern durch Reflexion geänderte Strahl Die Leuchtdichte ist somit innen außen verschieden. Abb. 21 zeigt dies. ist eine glühende Wendel photographi die Innenteile erscheinen hell. Die Str lung solcher Wendelleuchtkörper ist je nach dem Kernfaktor und Steigun faktor der Wendel (Kernfaktor: Verhältnis des Innendurchmessers zum Dra durchmesser; Steigungsfaktor: Verhältnis des Wendelganges zum Drahtdur messer) verschieden. Mit zun mendem Steigungsfaktor nim einerseits die relative Größe Innenfläche zu, andererseits gegenseitige Bestrahlung ab. W sich die Wendelfläche im Verhä nis zur Zylinderfläche in versch denen Richtungen darstellt, ze Abb. 22 für eine Wendel vom Ke faktor 4, Steigungsfaktor 1,52. dem Polarkoordinatennetz ist Größe der Wendelfläche in Proze ten des Vollzylinders für alle Ric tungen eingetragen und außerde die Größe der Innenfläche in Pr zenten des Vollzylinders in 5 fache Maßstabe. Gewonnen wurden die Kurven durch Ausplanimetr ren von projektiven Zeichnunge die mittels eines von HOLST und OOSTERHUIS konstruierten Wendel-Ellips graphen[1]) gewonnen wurden. Integralbildung der Flächen für verschiede Steigungsfaktoren für die Kernfaktoren 4 und 6 ergibt für das Verhältnis d Innen- zur Gesamtfläche die in Abb. 23 wiedergegebenen Daten.



Abb. 21. Glühende Wolframspirale

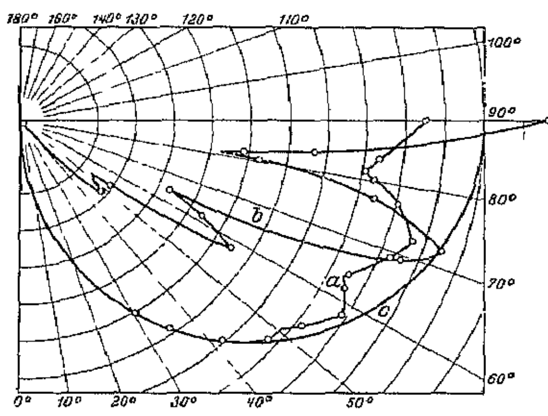


Abb. 22. *a* Größe der projizierten Fläche einer Wendel (Kernfaktor 4, Steigungsfaktor 1,52) in verschiedenen Richtungen angegeben. *b* Innenfläche der Wendel in 5fachem Maßstab. *c* Fläche des umhüllenden Zylinders

Um ein Bild der Abhängigkeit der Leuchtdichte von dem Steigungsfakt zu geben, sind in Tabelle 12 für Kernfaktor 4 die Verhältnisse A I und A der Leuchtdichte der Oberflächenstrahlung zur Innenstrahlung für die Tem peratur 2300° abs. und 1900° abs. für die Wellenlängen $\lambda = 6{,}56 \cdot 10^{-5}$ cm un $\lambda = 4{,}93 \cdot 10^{-5}$ cm nach Messungen von SHACKELFORD[2]) wiedergegeben.

---

[1]) Vgl. Literatur G. HOLST, E. LAX, E. OOSTERHUIS u. M. PIRANI, ZS. f. techn. Phy Bd. 9, S. 186. 1928. Für die Strahlung vgl. Kap. 16, Ziff. 3

[2]) B. E. SHACKELFORD, Abstr. Nela Res. Lab. Bd. 1, S. 329. 1922

Tabelle 12. Änderung des Verhältnisses der Leuchtdichte der Außenfläche zu der Innenfläche mit dem Steigungsfaktor für $\lambda = 6{,}56 \cdot 10^{-5}$ cm und $\lambda = 4{,}93 \cdot 10^{-5}$ cm

Steigungsfaktor	Temperatur 2300° abs A I $\lambda = 6{,}56 \cdot 10^{-5}$ cm	A II $\lambda = 4{,}93 \cdot 10^{-5}$ cm	$\frac{A\,II}{A\,I}$	Temperatur 1900° abs A I $\lambda = 6{,}56 \cdot 10^{-5}$ cm	A II $\lambda = 4{,}93 \cdot 10^{-5}$ cm	$\frac{A\,II}{A\,I}$
2,90	0,615	0,681	1,11	0,656	0,682	1,04
2,28	0,555	0,598	1,08	0,581	0,604	1,04
1,78	0,515	0,551	1,07	—	—	—
1,47	0,487	0,516	1,06	—	—	—
1,35	0,473	0,500	1,055	0,498	0,515	1,035
1,00	0,445	0,465	1,045	0,456	0,470	1,03

Berücksichtigt man die Abnahme der Leuchtdichte der Innenfläche zugleich mit der Zunahme der Größe der Innenfläche mit wachsendem Steigungsfaktor, so erhält man für die Leuchtdichte der Wendel eine Vermehrung, die von dem Steigungs- und dem Kernfaktor abhängt und für Kernfaktor 4 und Steigungsfaktor 1,54 etwa 31% beträgt. Neben der Leuchtdichtevergrößerung findet auch eine Vergrößerung der Gesamtstrahlungsdichte statt, die Strahlung ist geschwärzt, so daß die auf die Lichtausbeute günstig wirkende Selektivität der Wolframstrahlung herabgedrückt wird. Die Verschlechterung der Lichtausbeute läßt sich bei Annahme der ungünstigsten Verhältnisse zu etwa 7‰ berechnen. Da andererseits bei den Glühlampen mit wendelförmigem Leuchtkörper wegen der teilweisen Abdeckung der Oberfläche zur Herstellung der gleichen Lampenart (gleicher Gesamtlichtstrom) ein dickerer Draht verwandt werden kann, der, wie in Ziff. 47 des 14. Kapitels gezeigt, auf höhere Temperaturen gebracht werden kann, ohne die Lebensdauer ungünstig zu beeinflussen, so wird bei Vakuumlampen hierdurch der Verlust zum Teil kompensiert.

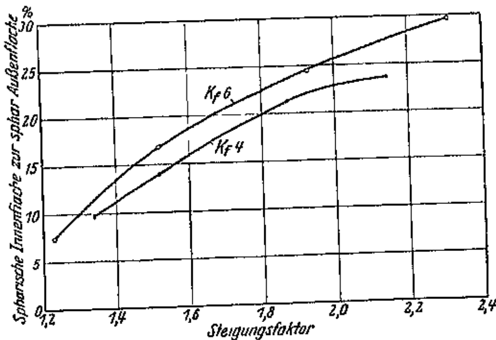


Abb. 23. Verhältnis der sphärischen (Raumwinkelprojektion, vgl. Kap. 12, Ziff. 2) Innenfläche zur sphärischen Außenfläche von Wendeln in Abhängigkeit von der Steigung für Kernfaktor 4 und 6.

Bei gasgefüllten Lampen werden erst durch Anordnung des Leuchtkörpers in Wendelform die Konvektionsverluste im Gase auf ein für die Wirtschaftlichkeit erträgliches Maß herabgedrückt (vgl. Kap. 14, Ziff. 7).

Leuchtkörper mit aufgerauhter Oberfläche zeigen ebenfalls eine vermehrte Leuchtdichte. Man nutzt dies bei Wolframbogenlampen aus, bei denen man durch künstliche Aufrauhung resp. Anbringung von Riefen die Leuchtdichte erhöht[1].

Die Leuchtdichte des Kraters der Bogenlampen ist gleichfalls höher, als sie bei reiner Oberflächenstrahlung wäre. Die Aufrauhung infolge der bei dem wandernden Bogenansatz überall entstehenden Vertiefungen bewirkt, wie Messungen von Henning und Heuse an Homogenkohle (Marke A, Gebr. Siemens) zeigen, daß die schwarzen Temperaturen im Rot und Grün identisch sind, die herauskommende Strahlung also nahezu Hohlraumstrahlung ist. (Vgl. Kap. 2, Ziff. 7.)

[1] C. Müller, ZS. f. techn. Phys. Bd. 5, S. 250. 1924.

13. Lichtverteilungskurven. Um die Lichtausstrahlung von L in Abhängigkeit von der Ausstrahlungsrichtung anzugeben, nimm

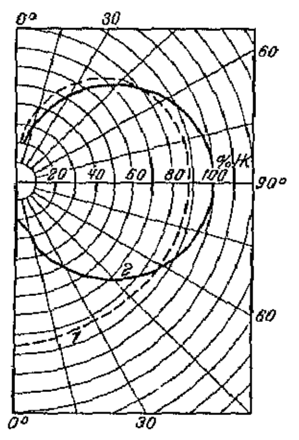


Abb. 24. Lichtverteilungskurve im Polarkoordinatendiagramm für Glühlampen gleichen Lichtstromes.
1 Glühkörper in Wendelform, 2 Glattfädige Glühkörper.

Abb. 25. Polarkoordinatendiagramm des Lichtstromes Gleichstrombogenlampen.
1 Offene Lampe mit übereinanderstehenden Effektkohlen,
2 Offene Lampe mit nebeneinanderstehenden Effektkohlen
3 Offene Lampe mit nebeneinanderstehenden Effektkohlen n

Leuchtkörpern mit annähernd Kreissymmetr in der üblichen Anordnung bei geradfädigen deldraht-Glühlampen sowie beim Auerstru Bogenlicht vorliegt, die Lichtverteilung in ein die Symmetrieachse gelegten Schnitt auf. Typi ven für geradfädige Lampen und Wendeldrah sind in Abb. 24 in Polarkoordinaten wiede Für Bogenlampen mit übereinanderstehenden K wie mit senkrecht zueinander stehenden Kohlen gibt Abb. 25 die typische Lichtverteilungskurve, für stehendes Gasglühlicht und für hängendes Gasglühlicht Abb. 26.

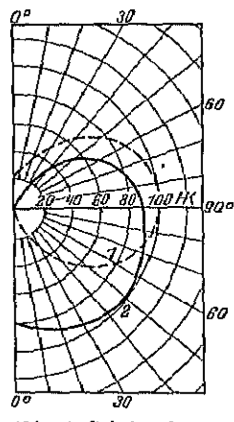


Abb. 26. Polarkoordinatendiagramm des Lichtstromes von Gasglühlicht Gleicher Lichtstrom.
1 Stehlicht, 2 Hängelicht.

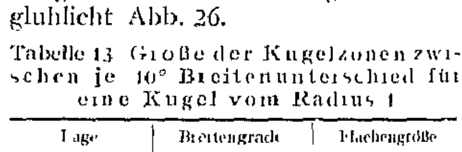


Tabelle 13. Größe der Kugelzonen zwischen je 10° Breitenunterschied für eine Kugel vom Radius 1

Lage	Breitengrade	Flächengröße
0 – 10°	170 – 180	0,0954
10 – 20°	160 – 170°	0,283
20 – 30°	150 – 160°	0,463
30 – 40°	140 – 150°	0,628
40 – 50	130 – 140°	0,774
50 – 60°	120 – 130	0,897
60 – 70°	110 – 120	0,992
70 – 80°	100 – 110°	1,058
80 – 90°	90 – 100°	1,091
		6,2814 = 2π

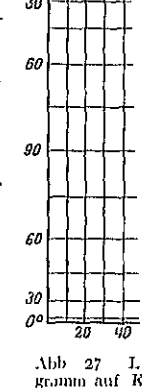


Abb. 27. L gramm auf K für eine lichtl Wendell

Um aus diesen Kurven den Gesamtlichtstrom zu gewinnen, sind di werte des Lichtstromes in den einzelnen Winkelabschnitten mit den Grenzwinkeln auf der Kugel ausgeschnittenen Kugelzonen zu multiplizie Größe dieser ist in Tabelle 13 wiedergegeben. Um graphisch aus dem inhalt der Lichtverteilungskurve den Lichtstrom zu ermitteln, benu

[1] Die kleinen Maxima der Abb. 22, die bei der einzelnen Wendel in Erscheinun treten bei der Aufnahme der Lampe wegen der verschiedenen Lage der Wendel förmiger Anordnung zurück. Sie sind in der Abbildung infolge des kleinen Maßsta zu sehen.

Koordinatenpapier mit einer Koordinatenachse, die entsprechend der Kugelzonengröße geteilt ist, sog. Kosinuspapier. Man trägt J hier als Funktion des Winkels auf. Abb. 27 zeigt das Lichtstromdiagramm der luftleeren Wolframwendellampe auf Kosinuspapier.

d) Änderung der Lichtstrahlung während der Brennzeit. Totbrennen der Lichtquellen.

14. Glühlicht. Jede Lichtquelle unterliegt zeitlichen Veränderungen, die auf die Lichtstärke wie auf die Lichtausbeute Einfluß haben. Beim Glühstrumpf z. B. verdampft beim Brennen mit Preßgas allmählich das Ceroxyd. Der an Cer verarmte Strumpf strahlt weniger Licht bei gleichem Gasverbrauch aus. Bei Niederdruckgasglühlicht ist die Abnahme des Lichtstromes mit der Brenndauer gering. Meist wird der Strumpf infolge Beschädigungen zerstört werden, ehe noch eine Lichtabnahme stattgefunden hat. Bei vorsichtiger Behandlung kann ein Strumpf 1000 Stunden ohne Lichtverminderung brennen. Ergebnisse von Totbrennversuchen zugleich mit Messungen des Lichtverlustes sind nicht veröffentlicht. Bei Preßgas ist eine geringe Abnahme des Lichtstromes mit der Brennzeit vorhanden. Genauere Daten sind nicht bekannt. Noch weniger Versuchsmaterial liegt in bezug auf die Petroleum- und Azetylenglühlichtbeleuchtung vor. Hier treten vor allem bei Verstopfungen des Zuführungsrohres große Schwankungen auf. Deshalb ist vor allem beim Petroleum auf Sauberkeit der Düsen zu achten. Das Absinken des Lichtstromes bei Verminderung der Öldampfzufuhr erfolgt sehr schnell.

15. Verhalten der Wolframlampen beim Brennen. In Ziff. 13 des 14. Kapitels ist bereits über die Ursachen des Ausbrennens der Glühlampen berichtet.

Die Verschiedenheit der Verdampfungsgeschwindigkeit kann sowohl durch Schwankungen der Form oder der Größe des Querschnittes als durch Änderungen des spezifischen Widerstandes hervorgerufen werden. Für die einzelne Lampe jedoch ist es natürlich rein vom Zufall abhängig, wie stark gerade ihre kritische Einschnürung ist, so daß man nichts über die voraussichtliche Lebensdauer der einzelnen Lampe aussagen kann. Wenn man dagegen von einem Draht gegebener, durch die Herstellungsmethode definierter Qualität, d. h. also auch gegebener Verteilung der schadhaften Stellen, eine sehr große Anzahl von Lampen herstellt, kann man erwarten, daß die mittlere Lebensdauer dieser Lampenmenge ein gewisses Abbild der Drahtqualität liefert. Andererseits bietet eine bestimmte Drahtqualität wieder eine Garantie für das Erreichen der normalen Lebensdauer. Die Qualitätsprüfung von Lampen ist im 14. Kapitel, Ziff. 56 bis 60 beschrieben.

Der Lichtstrom sinkt innerhalb 1000 Stunden allmählich auf etwa 80 bis 90% seines Anfangswertes herab. An der Glockenwand oder im Lampenhals setzt sich ein dünner, schwarz aussehender Beschlag nieder.

16. Die wirtschaftlichste Lebensdauer. Die Kosten für die Lumenstunde setzen sich, wenn die Zinsen und der Amortisationsbetrag für die Beleuchtungsanlage nicht mit in Rechnung gesetzt werden, aus dem Energieverbrauch, dem Preis für die Lichtquelle und dem für die erforderliche Wartung zusammen.

Der über die Gesamtbrenndauer gemittelte Lichtstrom, dividiert durch den Mittelwert des Leistungsverbrauches, ergibt den Wert der mittleren Lichtausbeute.

Die Kosten pro Lumenstunde sind aus diesen Größen als Mittelwert des spezifischen Verbrauches Watt/Lm, multipliziert mit dem Einheitsleistungspreis

zu gewinnen. Hierzu kommen die Anschaffungskosten, dividiert durch die Z der Lumenstunden, und evtl. die auf die Lumenstunde bezogenen Wartungskost die z. B. bei Bogenlampen stark ins Gewicht fallen.

Bei den Glühlampen wird durch eine Temperatursteigerung des Leuc körpers die Lichtausbeute und gleichzeitig die Verdampfung erhöht; dabei w die Lebensdauer der Lampen verkürzt. Es nimmt also einerseits der Energ verbrauch für die Lumenstunde ab, andererseits nimmt aber der Lampenpre auf die Lumenstunde berechnet, zu, da der Gesamtlichtstrom bei einer Lam gleichen Lichtstromes infolge des Sinkens der Nutzbrenndauer kleiner wi Erfahrungsgemäß ist die Nutzbrenndauer etwa der 6. bis 7. Potenz der Lich ausbeute umgekehrt proportional.

Aus dem Lampen- und Leistungspreis kann somit bei Glühlampen eine E rechnung der günstigsten Belastung und damit der wirtschaftlichsten Lebensdau vorgenommen werden. Die Berechnung ergibt bei der Annahme, daß die Nut brenndauer der 7. Potenz der Lichtausbeute umgekehrt proportional ist, folgen Abhängigkeit[1]) zwischen der wirtschaftlichsten Lebensdauer, Leistungspreis u Lampenpreis:

$$\text{Lebensdauer} = \frac{6000}{\text{Wattverbrauch}}\,\frac{\text{Lampenpreis}}{\text{Leistungspreis}}\,.$$

Bei anderen Lichtquellen sind die Variationsmöglichkeiten bei der Haup veränderlichen, der Temperatur, weit eingeschränkter, so daß eine wirtschaftlichs Lebensdauer nicht berechenbar ist.

17. Absolute Lebensdauer und Nutzbrenndauer. Infolge der Schwärzun der Glocke wird eine Glühlampe nach längerem Brennen bei annähernd gleich Leistungsaufnahme geringeren Lichtstrom geben. Es wird infolgedessen ein Erneuerung der Lichtquelle auch vor dem Ausbrennen zweckdienlich sein zu de Zeit, wo die Lichtabnahme etwa 20% beträgt. Bei den alten Kohlefadenlampe betrug z. B. die absolute Lebensdauer mehrere 1000 Stunden, die Nutzbrenndaue jedoch nur etwa 600 Stunden. Bei den zur Zeit hergestellten Wolframlampen fall die Nutzbrenndauer und die absolute Lebensdauer zusammen. Sie beträgt z. B für eine 25 Watt/220 Volt N-Lampe ca. 1200 Stunden. Bei Projektionsglühlampe wird der Leuchtkörper zur Erzielung großer Leuchtdichte sehr hoch erhitzt die Lebensdauer dementsprechend auf 100 bis 200 Stunden festgesetzt. Be Kohlebogenlampen ist die Brennzeit der Kohlen gering; Ablagerungen de Dämpfe verschmutzen die Hüllen stark, so daß hier bei Kohlenerneuerung zu gleich Glockensäuberung stattfinden muß. Die Kosten der Wartung sind deshal groß. Tabelle 14 gibt den Abbrand der Kohlen für einige Lampentypen wieder

Tabelle 14. Elektrodenverbrauch pro Stunde.

Bogenlampentype	Elektroden-durchmesser	Stromstärke in Ampere	Spannung in Volt	Abbrand pro Stunde
Offener Kohlebogen	15 mm	9	40	16 mm
Offener Flammenkohlebogen .	9 ,,	10	45	30 ,,
Eingeschlossener Bogen.	12 ,,	6,6	70	1–2 ,,
Eingeschlossener Flammenbogen	22 ,,	10	45	2–3 ,,
Magnetitbogen	15 ,,	3,5	91	1–2 ,,

Die Brenndauer hängt von der Länge der Stifte ab, beträgt für Kohlebogen-lampen 8 bis 20 Stunden, für die Dauerbrandlampen mit starkem Luftabschluß 100 bis 200 Stunden, bei etwas größerer Luftzirkulation bei den Sparbogen-

[1]) Elektrotechn. Kalender 1925/26, S. 455.

lampen 20 bis 30 Stunden. Bei den Flammenbogenlampen reichen die Stifte bei den offenen Typen 10 bis 22 Stunden, bei den geschlossenen 100 bis 120 Stunden.

Die Nutzbrenndauer von Wolframbogenlampen liegt zwischen 200 bis 400 Stunden. Die Lebensdauer der Lumineszenzlampen erreicht evtl. viele tausend Stunden.

e) Einfluß der Stromart auf Lichtstrom und Lebensdauer.

18. Wolframglühlampen. Werden Lampen mit Wechselstrom gebrannt, so treten während jeder Periode Temperaturschwankungen auf. Die Temperaturschwankungen sind von der Periodenzahl, der spezifischen Wärme und der Wärmekapazität abhängig. Für im Vakuum glühenden Wolframdraht ist von

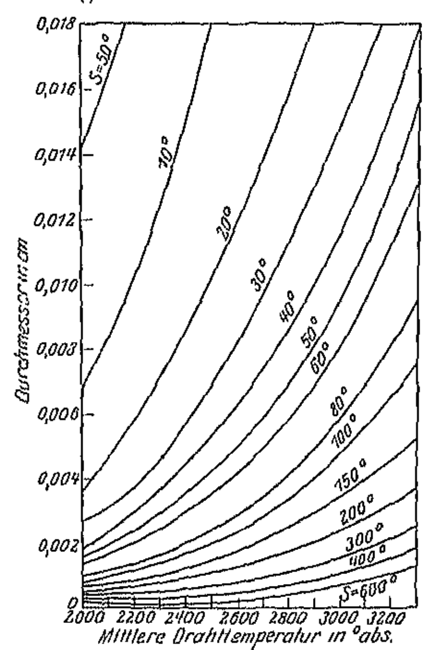


Abb. 28. Unterschied zwischen erreichter Maximal- und Minimaltemperatur bei Beheizung mit 50 periodischem Wechselstrom für Wolframdrähte in Abhängigkeit von der Drahtdicke und der Mitteltemperatur.

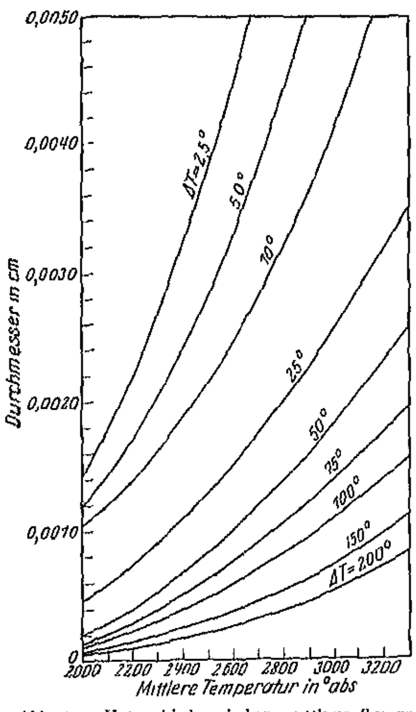


Abb. 29. Unterschied zwischen mittlerer Temperatur und für die Verdampfung wirksamer Temperatur für Wolframdrähte bei Beheizung mit 50 periodischem Wechselstrom in Abhängigkeit von der Drahtdicke und Temperatur.

H. Plaut[1]) nach den Corbinoschen Formeln[2]) der Unterschied zwischen Maximal- und Minimaltemperatur in Abhängigkeit von der Temperatur und der Drahtdicke für 50 periodischen Wechselstrom berechnet. Die Ergebnisse bringt Abb. 28. Für einen Wechselstrom mit n Perioden lassen sich die Unterschiede der Temperatur ebenfalls der Abbildung entnehmen. Man sucht den Wert bei einem reduzierten Durchmesser $d' = \frac{n}{50} \cdot d$, wenn d die vorliegende Größe des Durchmessers ist, auf.

Die zwischen Maximal- und Minimaltemperatur liegende Temperatur, die für die mittlere Leuchtdichte des Fadens maßgebend ist, ist infolge der Verschiedenheit der Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit und Leuchtdichte von der Temperatur nicht für die Verdampfung und damit für die Lebens-

[1]) H. Plaut, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 313—317. 1925.
[2]) O. M. Corbino, Phys. ZS. Bd. 11, S. 413. 1910.

dauer maßgebend. Die starke Abhängigkeit der Verdampfung von der Temp tur (vgl. Ziff. 4 des 14. Kapitels) bedingt, daß die hier wirksame Tempera höher liegt. Der von H. PLAUT[1]) berechnete Unterschied zwischen beiden T peraturen ist aus Abb. 29 zu entnehmen.

Metallfaden verhalten sich je nach der Stromart beim Brennen verschie Man beobachtete zuerst an Tantalfaden beim Brennen mit 50- bis 2000 peri

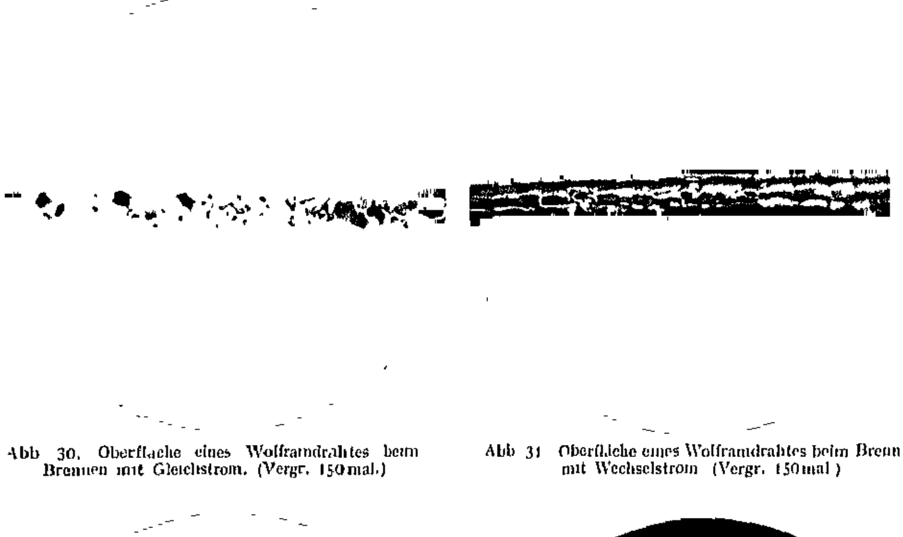


Abb 30. Oberflache eines Wolframdrahtes beim Brennen mit Gleichstrom. (Vergr. 150 mal.)

Abb 31 Oberfläche eines Wolframdrahtes beim Brenn mit Wechselstrom (Vergr. 150 mal.)



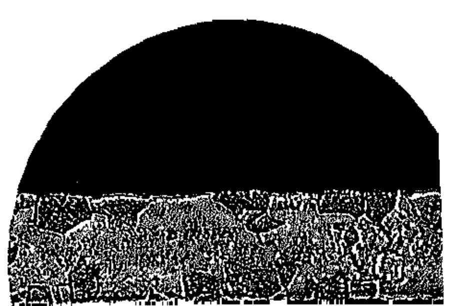


Abb. 32 Querschnitt durch einen mit Gleichstrom gebrannten Wolframdraht. (Vergr. 100 mal.)

Abb 33 Querschnitt durch einen mit Wechselstrom gebrannten Wolframdraht (Vergr. 100 mal.)

schem Wechselstrom sog. Versetzungen. Auch bei Drähten aus reinem Wolfram tritt beim allmählichen Rekristallisieren während des Brennens mit Wechselstrom diese Erscheinung auf (vgl. Abb. 7 im 14. Kapitel). Diese Versetzungen führten zu vorzeitigem Ausbrennen infolge von Fadenbruch. Auch bei den in der Glühlampentechnik hergestellten Lampen mit Drähten aus Wolfram mit Thorium-

[1]) H. PLAUT, s. Fußnote 1, S. 439.

oxydzusatz zeigen Vergleiche beim Brennen mit Gleich- und Wechselstrom Unterschiede in der Kristallisation. Die mit Gleichstrom gebrannten Drahte haben eine rauhe Oberfläche und nicht so große Kristalle wie die durch glattere Oberfläche ausgezeichneten Drahte, die mit Wechselstrom gebrannt wurden Abb. 30 bis 33 zeigen dies.

Auf das Verhalten von Vakuumlampen während des Brennens mit konstanter Spannung hat diese Verschiedenheit der Oberflächenausbildung folgende Wirkung[1]):

1. Der Wirkungsgrad sinkt bei Wechselstrom weniger rasch.

2. Die absolute Lebensdauer ist bei Wechselstrom geringer, wenn die Lampen bei gleicher Spannung gebrannt werden. Wird dagegen der Brennversuch bei gleichem mittleren Wirkungsgrad ausgeführt, so ist die Lebensdauer der Wechselstromlampen größer.

Diese Befunde sind durch die Veränderung der Strahlung bei Aufrauhung der Oberfläche bedingt. Das Emissionsvermögen steigt für das gesamte Gebiet. Die vermehrte Abstrahlung bewirkt ein Sinken der Temperatur, dadurch wird ein Absinken des Wirkungsgrades und zugleich ein Steigen der Lebensdauer herbeigeführt. Zugleich aber bewirkt die Verminderung der in bezug auf die Lichtstrahlung günstigen Selektivität, daß zur Erzielung gleichen Wirkungsgrades bei einer im Vergleich zu glattem Draht erhöhten Temperatur gebrannt werden muß. Dadurch sinkt die Lebensdauer der mit Gleichstrom gebrannten Lampen gegenüber der der Wechselstromlampen, wenn die Lampen auf gleichen Wirkungsgrad eingestellt werden.

19. Einfluß der Stromart auf die Lichtstrahlung bei Bogenlampen. Bogenlampen, die mit Wechselstrom betrieben werden, erreichen nicht eine gleich hohe Lichtausbeute wie die mit Gleichstrom betriebenen (vgl. Kap. 15, Ziff. 21, 22). Über den Einfluß, den die Form der Spannungskurve sowie die Frequenzzahl auf die Lichtausbeute bei Flammenbogenlampen ausübt, hat P. HÖGNER[2]) Untersuchungen angestellt. Danach ist eine steil anlaufende Spannungskurve günstiger; und die Lichtausbeute nimmt bei gleicher Spannungskurve mit steigender Frequenz innerhalb 25 bis 100 Perioden zu.

Da der Widerstand im Bogen mit steigender Temperatur stark abnimmt, so steigt die Stromstärke bei jeder Periode zuerst langsam an, nimmt dann schnell zu und erreicht den Höchstwert erst, wenn die Spannung schon wieder sinkt. Die Verzerrung der Wellenform, gemessen als Phasenverschiebung $\cos\varphi$, ist für verschiedene Lichtbogen in Tabelle 15 angegeben[3]).

Tabelle 15.

	Phasenverschiebung
Magnetitbogen	0,5
Eingeschlossener Kohlebogen	0,8
10-Ampere-Flammenbogen	0,87
25-Ampere-Weißer-Flammenbogen	0,97

Die Bogenspannung ändert sich mit der Stromart. Bei Reinkohlebogenlampen beträgt sie z. B. bei Gleichstrom 35 bis 40 Volt, bei Wechselstrom ca 27 bis 33 Volt.

f) Temperaturschwankungen und Helligkeitsunterschiedsempfindlichkeit.

20. Wahrnehmung der Temperaturunterschiede. Infolge der Temperaturunterschiede des Leuchtfadens bei Wechselstrom schwankt die Leuchtdichte des Fadens[4]). Im Temperaturgebiet um 2500° abs. ist der Temperaturkoeffizient

[1]) J. W. LIEB, Trans Ill Eng. Soc. Bd. 18, S 5—18 1923

[2]) P. HÖGNER, Elektrot ZS Bd 29, S. 1168—1170 1908, Bd. 31, S. 726—728 1910

[3]) Entnommen F. E. CADY u. H B. DATES, Illuminat Engineering. New York 1925

[4]) Über die Theorie s M v LAUE u. W. GORDON, Berl. Ber. 1922, S 112—117 Ein Verfahren zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit bei Glühtemperaturen.

Tabelle 16

Lampentype	Fadendurchmesser mm	Verhältnis der Maximalleuchtdichte zur Minimalleuchtdichte bei den Periodenzahlen 60	50	40	25	15
Kohlefadenlampe 16 HK_h, 110 Volt	0,13	1,081	1,109	1,152	1,243	1,450
„ 50 „ 110 „	0,25	1,040	1,050	1,075	1,108	1,180
Wolframvakuuml. 16 „ 110 „	0,024	1,353	1,477	1,600	2,060	3,100
„ 50 „ 40 „	0,093	1,064	1,131	1,142	1,190	1,372
„ 50 „ 110 „	0,051	1,124	1,138	1,173	1,298	1,710
Tantallampe 50 „ 110 „	0,073	1,068	1,080	1,118	1,182	1,489

der Leuchtdichte etwa 0,004; da 1% Helligkeitsunterschied bei nebeneinander liegenden Flächen wahrgenommen werden können, so sind 2,5° Temperatur unterschied erkennbar. Zeitlich einander folgende Schwankungen werden jedoc erst bei größeren Temperaturdifferenzen wahrgenommen. Die Größe der Hellig keitsschwankung, die Glühlampendrähte zeigen, ist außer von der Drahtdick auch noch von der Frequenzzahl abhängig. Hochperiodischer Wechselstrom wir bei keiner Lampentype Flimmererscheinungen hervorrufen.

Das Verhältnis der Maximalleuchtdichte zur Minimalleuchtdichte fü einige Glühlampen, die mit Wechselstrom verschiedener Periodenzahlen gebrannt wurden, ist nach LIEBE[1]) in Tabelle 16 zusammengestellt.

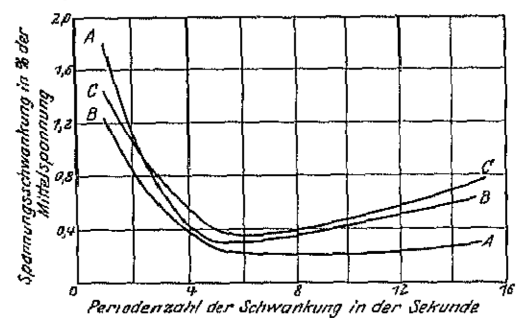


Abb. 34. Abhängigkeit der Flimmergrenze von der Größe der Spannungsschwankung zu dem Mittelwert der Spannung und der Periodenzahl der Schwankung in der Sekunde für verschiedene Glühlampen.

Kurve *A*: Luftleere Wolframlampe 30 W/200 Volt.
Kurve *B*: Luftleere Wolframlampe 30 W/50 Volt.
Kurve *C*: Gasgefüllte Wolframlampe 100 W/200 Volt.

Bei Bogenlampen ist das Flimmern bei gleicher Periodenzahl störender als bei Glühlampen. Nach Untersuchungen von LIEBE ist das ausgesandte Licht nicht nur der Intensität, sondern auch der Färbung nach verschieden, dazu ist die Lichtverteilung bei positivem und negativem Stromwechsel verschieden.

21. Flimmergrenze für Glühlampen. Das Auftreten von störendem Flimmern ist von der Beleuchtungsstärke und der Frequenz des Flimmerns abhängig. Bei Beleuchtungen von 50 Lux etwa sind die kritischen Spannungsschwankungen um den Mittelwert, bei denen Flimmern auftritt, für drei Glühlampentypen: 30 Watt/200 Volt, 30 Watt/50 Volt, 100 Watt/200 Volt in der Abb. 34 wiedergegeben[2]). Nach den Angaben von PLAUT[3]) liegt für 50periodischen Wechselstrom die Flimmergrenze je nach der Fadentemperatur bei einer Temperaturschwankung von 15 bis 25°.

g) Lichtstromgröße und Leistungskosten der Lichtquelleneinheit.

22. Lichtstromgröße. Die Lichtstromgröße ist durch die Leuchtdichte und Größe der Fläche des Leuchtkörpers bedingt. Energieverhältnisse und die Technik der Leuchtkörperherstellung bedingen eine Maximal- wie Minimalgrenze des Lichtstromes einer Lichtquellenart. Die größte Lichtquellen-

[1]) G. LIEBE, Über das Flimmern von Wechselstromlicht. Dissertation Dresden 1919.
[2]) Journ. Inst. Electr. Eng. Bd. 64, S. 1090—1092. 1926.
[3]) H. PLAUT, ZS. f. techn. Phys. Bd. 6, S. 316. 1925.

einheit geben Hochintensitatsbogenlampen mit Lichtströmen bis zu $6 \cdot 10^5$ Lm. Die kleinste Einheit bei fast voller Ausnutzung der Spannung normaler Zentralanlagen gibt die Glimmlampe. Die Leuchtdichte und der Lichtstrom der kleinsten und größten Lichtquelleneinheit einer Lichtquellenart (die zu Beleuchtungszwecken verwandt wird) ist in Tabelle 17 angegeben.

Tabelle 17. Leuchtdichte und Lichtstrom für die jeweils größte und kleinste Lichtquelleneinheit.

Lichtquelle	Leuchtdichte der Lichtquelle HK/cm²	Lichtstrom kleinster Stärke Lm	Leuchtdichte der Lichtquelle HK/cm²	Lichtstrom größter Stärke Lm
Luftleere Wolframdrahtlampe . .	145,0	125	318	1250
Gasgefüllte Wolframdrahtlampe .	565	400	1815	47000
30 KW gasgefüllte Wolframlampe	—	-	3600	1000000
Reinkohlenbogenlampe	—	691	-	9970
Reinkohlenbogenlampe für Scheinwerfer	—	—	—	14400
Pos Krater des Kohlelichtbogens	18000	—	—	—
Flammenbogenlampe	—	5030	--	18850
Neonglimmlampe	0,02 bis 0,03	1,0	—	—
Moorelicht mit N_2-Füllung pro m.	0,21	800	—	—
Gasglühlicht, hängend	3,2	214	5,7	996
Gasglühlicht, stehend	--	431	6,4	864
Azetylenflamme	6,0	88	9,0	660
Petroleum.	0,65 bis 1,5	~150	—	—

23. Kosten der Lichtstromstundeneinheit. In Tabelle 18 sind die Kosten für die Hefnerlumenstunde, die unter Zugrundelegung der in derselben Tabelle angegebenen Preise für die Leistungseinheit berechnet wurden, angegeben. Anschaffungspreis für die Lichtquelle sowie Wartungskosten sind darin nicht enthalten.

Tabelle 18. Angabe des Preises für die Hefnerlumenstunde für einige gebräuchliche Lichtquellen.

Lichtquelle	Nähere Bezeichnung	Verbrauch pro Lm und Stunde	Entspricht Wattstunden	Preis pro Wattstunde Pf	Preis pro Lm-Stunde Pf.
Petroleumlampe	14 HK_h	0,263 g	3,34	0,00278	0,00928
Gasglühlicht, stehend	90 HK_h	0,151 l	0,931	0,0026	0,00242
Gasglühlicht, hängend . . .	50 HK_h	0,0955 l	0,588	0,0026	0,00153
Kohlefadenlampe	3,5 W/HK_h	0,348 Wh	0,348	0,016	0,00556
Luftleere Wolframlampe . .	1,0 W/HK_h	0,0995 „	0,0995	0,016	0,00159
Gasgefüllte Wolframlampe .	23,5 Lm/W	0,0425 „	0,0425	0,016	0,000681
Reinkohlebogenlampe 1200 HK_0[1])					
ohne Glocke	1,0 W/HK_0	0,0796 „	0,0796	0,016	0,00127
mit Glocke	1,4 W/HK_0	0,1113 „	0,1113	0,016	0,00178
Effektkohlenbogenlampe 3200 HK_0[2])	0,48 W/HK_0	0,0382 „	0,0382	0,016	0,000611
Neonglimmlampe[3])	15 W/HK_0	1,193 „	1,193	0,016	0,0191
Neon-Vakuumbogen[4])	0,5 W/HK_h	0,0506 „	0,0506	0,016	0,00081
Hg-Vakuumbogen[1])	0,4 W/HK_0	0,0318 „	0,318	0,016	0,000509
Hg-Hochdruckbogen[4])	0,3 W/HK_0	0,0239 „	0,0239	0,016	0,000382

[1]) Kohlen übereinander — ohne Vorschaltwiderstand.
[2]) Kohlen nebeneinander — ohne Vorschaltwiderstand.
[3]) Mit Vorschaltwiderstand.
[4]) Ohne Vorschaltwiderstand.

Kapitel 18.

Beleuchtung.

Von

E. LAX und M. PIRANI, Berlin.

Mit 26 Abbildungen.

a) Einleitung.

1. Aufgabenstellung und Beurteilung der Beleuchtung. Der Zweck künstlicher Beleuchtung ist, die Unterscheidung und das Erkennen von Gegenständen bei Fehlen des Tageslichtes zu ermöglichen. Für die Beurteilung der Güte der Beleuchtung sind neben der objektiv feststellbaren Qualität subjektive Gesichtspunkte in vielen Fällen maßgebend. Regeln, die in jedem einzelnen Falle zutreffen, sind nicht aufstellbar. Für Arbeitsbeleuchtung sind die der Messung zugänglichen Größen vor allem ausschlaggebend. Schafft hier das Tageslicht die günstigsten Arbeitsbedingungen, so ist es zweckmäßig, die künstliche Beleuchtung der Tageslichtbeleuchtung gleichzumachen. Es ergäbe sich als obere Grenze der Beleuchtungsstärke diejenige, bei der die Leuchtdichte der reflektierenden Fläche die Blendungsgrenze erreicht (s. Ziff. 6). Praktisch werden schon bei geringeren Leuchtdichten die Arbeitsbedingungen gut sein. In Wohnräumen, die nur dem geselligen Beisammensein dienen, überwiegt der subjektive ästhetische Gesichtspunkt.

Bei jeder Beleuchtung ist die Wirtschaftlichkeit der Einzelleuchte (oder des Einzelgeleuchtes) (ausgenutzter/erzeugter Lichtstrom) und der Gesamtbeleuchtungsanlage in Betracht zu ziehen. (Einfluß der Farbe der Wände usw.)

Mittels physikalischer Messungen ist die Quantität, die Farbe und die Schattigkeit der Beleuchtung feststellbar. Physiologische und psychologische Untersuchungen sind bei der Frage nach Unterschiedsempfindlichkeit[1], Formensehen, Wahrnehmungsgeschwindigkeit[2]) und Blendung[3]) heranzuziehen.

Dem Charakter dieses Abschnittes gemäß sollen die physikalisch-technischen Gesichtspunkte in den Vordergrund gerückt werden. Bezüglich der physiologischen sei auf den betreffenden Abschnitt dieses Handbuches verwiesen.

b) Angaben über Messung und Größe von Beleuchtungsstärke und -Art und das Reflexionsvermögen[4].

2. Messung der Beleuchtungsstärke. Um Beleuchtungsstärken (Summe der Einzellichtströme, die auf eine Fläche bestimmter Richtung fallen) zu ver-

[1]) C. E. FERREE u. J. G. RAND, Further Studies on the Effect of Composition of Light on Important Ocular Functions. Trans. Ill. Eng. Soc. Bd. 19, S. 424. 1924.

[2]) P. W. COBB, Some Experiments on the Speed of Vision. Trans. Ill. Eng. Soc. Bd. 19, S. 150. 1924.

[3]) H. LUX, Licht und Lampe. S. 67. 1924.

[4]) Über Meßmethoden s. Kapitel 19 ds. Bandes.

gleichen, benutzt man Auffangflächen, die völlig diffus reflektieren; jeder Lichtvektor trägt dann seiner Größe und Richtung entsprechend zur Erhellung der Fläche bei. Das Prinzip der bei Beleuchtungsmessern verwandten Einrichtungen ist fast immer folgendes: Es werden zwei Felder, die möglichst völlig diffus reflektieren, verglichen. Das eine Feld wird von dem zu untersuchenden Lichtstrom beleuchtet, das andere anstoßende Vergleichsfeld von einer im Apparat befindlichen Lichtquelle. Helligkeitsgleichheit und damit gleiche Leuchtdichte wird durch meßbare Änderungen des Lichtstromes, der auf das Vergleichsfeld fällt, hergestellt.

3. Abhängigkeit der Leuchtdichte von der Größe des Reflexionsvermögens. Die durch einen gegebenen Lichtstromvektor entstehende Leuchtdichte und ihre Abhängigkeit vom Winkel ist bei nicht selbständig leuchtenden Körpern mit diffus zerstreuender Oberfläche von dem Reflexionsvermögen und von der Oberflächengestaltung abhängig.

Das Reflexionsvermögen gibt Aufschluß über das Verhältnis des einfallenden zum reflektierten Lichtstrom. Bei allen farbigen Oberflächen hängt der Wert des Reflexionsvermögens von der spektralen Zusammensetzung des Lichtstromes ab. Das Verhältnis einfallender Lichtstrom zu reflektiertem ist für eine beliebige Lichtfarbe folglich eindeutig nur bei Kenntnis der Abhängigkeit des Reflexionsvermögens der Fläche und der Strahlungswerte des Lichtstromes von der Wellenlänge im sichtbaren Gebiet berechenbar.

Extreme der Reflexionsart sind die völlig diffuse und die spiegelnde Reflexion. Nur im ersteren Fall läßt sich bei Angabe des Reflexionsvermögens für das einfallende Licht aus dem Lichtstromvektor und der Form der reflektierenden Fläche die Leuchtdichte in jeder Richtung eindeutig bestimmen (vgl. Kap. 19 Ziff. 4). Wenn das Kosinusgesetz nicht erfüllt ist, muß das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Lichtstrom und Beobachtungsrichtung bekannt sein, Zahlen, die sich mit der Stellung der reflektierenden Fläche zum Lichteinfall ändern[1]. Ein Fall, der die Änderung veranschaulicht, ist z. B. das Verschwinden der Lichtstromstreuung, die durch kleine Oberflächenrauhigkeiten verursacht wird, bei schräger Inzidenz des Lichtstromes[2]. In einem von gleichmäßig verteiltem Lichtstrom erfüllten Raum, z. B. in einer diffus reflektierenden Kugel, ist die Leuchtdichte unabhängig vom Winkel, in welchem die reflektierende Fläche betrachtet wird.

4. Messung des Reflexionsvermögens für beleuchtungstechnische Zwecke. Die Bestimmung des Reflexionsvermögens von farbigen Oberflächen in Abhängigkeit von der Wellenlänge erfordert umständliche Messungen. Für die Berechnung von Beleuchtungsanlagen ist eine annähernde Kenntnis des Reflexionsvermögens von Wänden und Decke meist ausreichend. Man benutzt für solche Schätzungen eine Grauleiter. Eine solche ist in Abb. 1

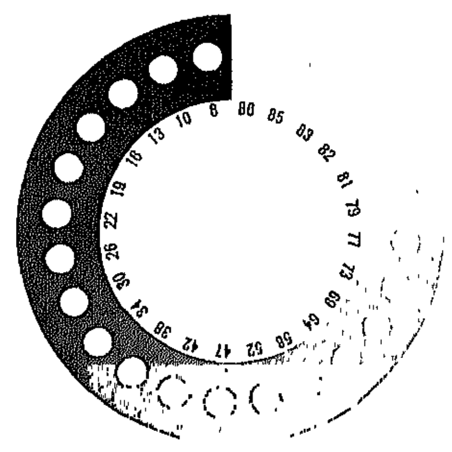


Abb. 1. Grauleiter.

[1] P. Wolmeringer, Die Helligkeitsverteilung auf beleuchteten Zylinderflächen. ZS. f. Phys. Bd. 34, S. 184–215. 1925.

[2] F. Jentzsch, Der Grenzwinkel der regulären Reflexion. ZS. f. techn. Phys. Bd. 7, S. 310. 1926.

gegeben. Es sind durchlöcherte Scheiben, bei denen die Abstufung nach Art der bei Graukeilen entstehenden vorgenommen ist. Die Einzelfelder sind geeicht. Man legt die Scheibe auf den betreffenden Gegenstand und schätzt ab. Die damit geschätzten Werte für das Reflexionsvermögen stimmen ziemlich gut auch bei farbigen Gegenständen, der Fehler beträgt etwa 5%, wenn es sich um ein Reflexionsvermögen in der Größenordnung von 20% handelt. Diese Genauigkeit reicht für den genannten Zweck aus. Der Vergleich muß jedoch bei der Farbe, die später die benutzte Lichtquelle hat, geschehen. Einfache Meßverfahren zugleich mit Meßgerät zur Bestimmung des Reflexionsvermögens von Anstrichen und Tapeten sind von BLOCH[1]) und TEICHMÜLLER[2]) angegeben.

Exaktere Ergebnisse werden mit einem Leuchtdichtemesser mit Filter, welches das Licht der Vergleichsfläche in der Farbe dem von der Prüffläche kommenden Licht angleicht und dessen Gesamtdurchlässigkeit mittels Flimmerphotometers oder durch Berechnung aus der spektralen Durchlässigkeitskurve bestimmt wird, erhalten. Zahlenmäßige Angaben über das Reflexionsvermögen einiger Materialien finden sich in Ziff. 13.

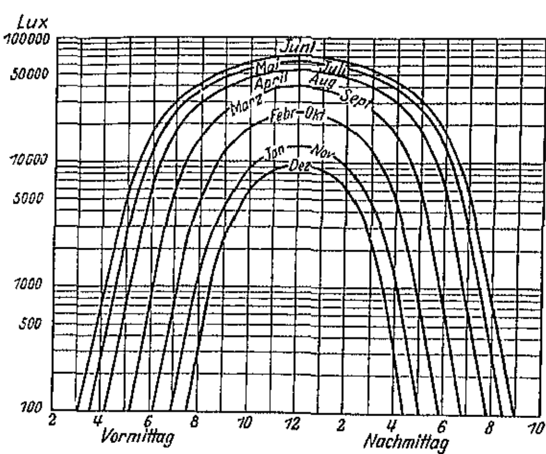


Abb. 2. Täglicher Gang der Horizontalbeleuchtungsstärke im Freien (Monatsmittel).

5. Beleuchtungsstärke des Tageslichtes. Direktes Sonnenlicht erzeugt je nach dem Höhenstand der Sonne verschieden starke Helligkeit. An klaren Tagen steigt die Beleuchtungsstärke am Mittag auf etwa 100000 Lux. Mondlicht ergibt nur einige Zehntel Lux. Die durchschnittliche Beleuchtungsstärke im Freien bei natürlicher Beleuchtung zu verschiedenen Jahreszeiten ist aus Abb. 2 zu ersehen. Es ist das Monatsmittel der Horizontalbeleuchtungsstärke im Freien über der Tageszeit aufgetragen. Um den Anteil der direkten Sonnenstrahlung zu der Himmelsstrahlung zu kennzeichnen, sind in Abb. 3 nach Messung der Sternwarte Potsdam die Ergebnisse für einen klaren Frühsommertag wiedergegeben. Es ist in Kurve 1 die durch direktes Sonnenlicht bewirkte Beleuchtungsstärke, in Kurve 2 die durch das Himmelslicht bewirkte, in Kurve 3 die Gesamtbeleuchtungsstärke dargestellt.

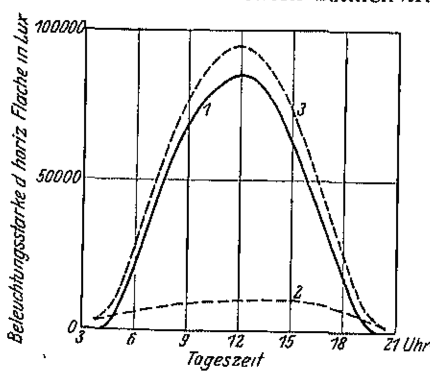


Abb. 3. Beleuchtungsstärke im Freien in der Horizontalebene in Abhängigkeit von der Tageszeit für einen Frühsommertag (1. Juli).
Kurve 1: Reine Sonnenstrahlung,
Kurve 2: Reine Himmelsstrahlung,
Kurve 3: Gesamtstrahlung.

Die Beleuchtungsstärke in Innenräumen ist je nach Größe und Lage der Fenster und Größe des Raumes verschieden[3]). Durch-

[1]) L. BLOCH, Licht und Lampe Bd. 17, S. 207 u. 244. 1928.

[2]) J. TEICHMÜLLER, Licht und Lampe, Bd. 17, S. 84. 1928.

[3]) Siehe HG. FRÜHLING, Licht und Lampe. S. 895—902. 1926; K. H. TISCHER, Licht und Lampe S. 863—870. 1926 (Essener Vorträge).

schnittswerte der mittleren Horizontalbeleuchtungsstärke in Räumen mit vertikalen Fenstern sind 100 bis 500 Lux. Am Fenster sind die Beleuchtungsstärken oft größer als 1000 Lux.

6. Von der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft vorgeschlagene Mindestbeleuchtung im Vergleich mit anderen Daten. Aus den Leitsätzen der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft seien die für die Beleuchtungsstärken aufgestellten wiedergegeben:

a) Beleuchtung von Innenräumen,

b) Beleuchtung speziell von Fabriken und gewerblichen Arbeitsstätten,

c) Beleuchtung im Freien.

Die hier wiedergegebenen Werte können nur als Mindestbeleuchtungsstärken betrachtet werden. In Amerika wird z. B. durchschnittlich eine um 100% größere Beleuchtungsstärke empfohlen. Vergleicht man diese Daten mit den durch natürliche Beleuchtung erzielten, so sieht man, daß sie weit dahinter zurückbleiben.

a) *Innenräume*. Jeder zu beleuchtende Raum muß eine seinem Zwecke angemessene Beleuchtung erhalten. Man unterscheidet: Allgemeinbeleuchtung und Platzbeleuchtung.

Die Allgemeinbeleuchtung dient entweder als Verkehrsbeleuchtung oder als Zusatzbeleuchtung in Räumen aller Art neben Platzbeleuchtung oder als Arbeitsbeleuchtung.

Die Platzbeleuchtung ist meist Arbeitsbeleuchtung.

Die empfangene Beleuchtungsstärke soll mindestens betragen:

Bei Allgemeinbeleuchtung, soweit sie nur als Verkehrsbeleuchtung dient, als mittlere Beleuchtungsstärke der horizontalen Fläche in 1 m Höhe:

in Räumen von untergeordneter Bedeutung etwa . . .	2 Lux
auf Vorplätzen, in Treppenhäusern u. dgl.	5 „
in Aufenthalts- und Arbeitsräumen für zahlreiche Personen	10 „

Bei Arbeits- und Platzbeleuchtung als mittlere Beleuchtungsstärke der Arbeitsfläche an der Arbeitsstelle:

für grobe Arbeit	15 Lux
für mittlere Arbeit	40 „
für feine Arbeit	60 „
für feinste Arbeit	90 „

Bei der Bearbeitung dunkler Stoffe wird eine erheblich stärkere Beleuchtungsstärke gebraucht als bei hellen Stoffen.

b) *Fabriken und gewerbliche Arbeitsstätten*. Die Mindestforderungen an die Beleuchtungsstärke sind in der nachstehenden Zusammenstellung enthalten. Dabei gelten die in Spalte I aufgeführten Werte für die mittlere Beleuchtungsstärke; die in Spalte II aufgeführten Werte gelten für die kleinste Beleuchtungsstärke, die an keiner Stelle der in Frage kommenden Fläche unterschritten werden darf.

Die Beleuchtungsstärke ist zu messen: bei Verkehrsbeleuchtung auf der Horizontalebene 1 m über dem Fußboden, bei Arbeitsbeleuchtung ebenso oder auf der Arbeitsfläche.

(Die mittlere Beleuchtungsstärke ist aus einer hinreichend großen Zahl von gleichmäßig über die ganze jeweils in Frage kommende Fläche verteilten Messungen zu ermitteln.)

c) *Beleuchtung im Freien*. Die Beleuchtung im Freien wird als Horizontalbeleuchtung in 1 m Höhe über dem Erdboden gemessen. Sie wird nach

Tabelle 1. Angaben über Verkehrs- und Arbeitsbeleuchtungsstärke.

Art der Beleuchtung	I Mittlere Beleuchtungsstärke Lux	II Minimalbeleuchtungsstärke, die bei der nebenstehenden mittleren Beleuchtungsstärke überhaupt auftreten darf Lux
Verkehrs-Beleuchtung		
auf Fahrwegen, Durchfahrten, Höfen, soweit sie dem Verkehr dienen	1—2	0,2
in Nebengängen, Nebenräumen, Lagerräumen	2—5	0,6
an Ein- und Ausgängen, in Hauptgängen, auf Treppen, in Werkstätten	5—15	2
Arbeitsbeleuchtung		
für grobe Arbeit, z. B. Walzwerke, Schmiede, Grobmontage usw.	15—30	10
für mittlere Arbeit, z. B. Schlosserei, Dreherei, Montage, Kernmacherei, Tischlerei, Klempnerei, Spinnsäle, Websäle für helle Garne usw.	40—60	20
für feine Arbeit, z. B. Feinmechanik, Websäle für farbige und dunkle Garne, Bureauarbeit usw.	60—90	30
für feinste Arbeit, z. B. Uhrmacher- und Graveurarbeit, Setzerei, Näherei, Zeichnen usw.	90—250	50

der mittleren Beleuchtungsstärke und nach der Mindestbeleuchtungsstärke an den ungünstigsten, nicht durch Schlagschatten getroffenen Stellen bewertet.

Tabelle 2. Angaben über Beleuchtungsstärken im Freien.

Während der normalen Verkehrszeiten soll wenigsten betragen	Die mittlere Beleuchtungsstärke Lux	Beleuchtungsstärke der ungünstigsten Stelle Lux
auf Gleisfeldern	0,2—0,5	0,1—0,3
auf Gleisfeldern im Bereich der Weichen, auf Fabrikhöfen, auf Kaianlagen	0,5—1,5	0,2—0,5
auf Straßen und Plätzen		
mit schwachem Verkehr	1—2	0,1—0,5
mit mittlerem Verkehr	2—5	0,5—1
mit starkem Verkehr	5—20	1—4

7. Beleuchtungsstärke und Leistungsfähigkeit. Die Mindestbeleuchtungsstärken sind so gewählt, daß die Erkennbarkeit gewährleistet ist, daß also einerseits Unfallsgefahren vermieden werden und andererseits die Arbeit ohne merkliche Augenanstrengung verrichtet werden kann. Untersuchungen, die in dem letzten Jahre über den Einfluß der Beleuchtungsstärke auf die Leistung ausgeführt sind[1]), zeigen jedoch, daß bei diesen als ausreichend gekennzeichneten Beleuchtungsstärken nicht das Optimum der Leistung erreicht wird. Der Hauptgrund für die Erhöhung der Leistung bei vermehrter Beleuchtungsstärke liegt in der Steigerung der Unterschiedsempfindlichkeit des Auges und der Wahrnehmungsgeschwindigkeit mit wachsender Beleuchtungsstärke. Die Unter-

[1]) Vgl. z. B. W. RUFFER, Leistungssteigerung durch Verstärkung der Beleuchtung. Licht u. Lampe Heft 4. 1925 u. Licht und Leistung, ebenda Heft 6. 1927.

suchungen von König[1]) über Unterschiedsempfindlichkeit sind in Abb. 4 wiedergegeben. Sie zeigen, daß bei Adaptation auf Leuchtdichten von 0,01 bis 0,5 HK/cm² diese Fähigkeit des Auges ein sehr breites Maximum aufweist.

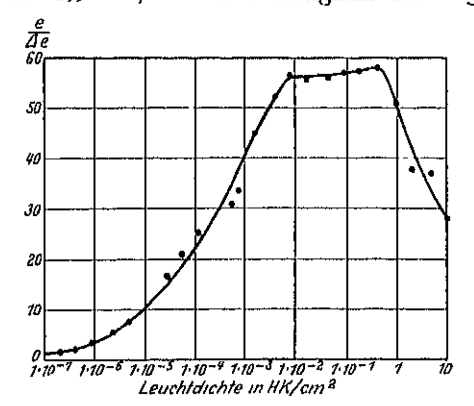


Abb. 4. Unterschiedsempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Adaptierungsleuchtdichte. Optimum zwischen $1 \cdot 10^{-2}$ und $5 \cdot 10^{-1}$ HK/cm². Nach König, Gesammelte Abhandlungen zur physiologischen Optik, Leipzig 1903, S. 116 und H. Schröder, ZS f. Sinnesphysiologie, Bd 57, S 195. 1926.

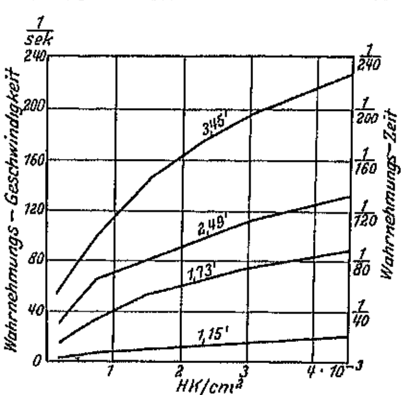


Abb 5. Wahrnehmungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Leuchtdichte; Prüfobjekt Landoltsche Ringe mit Öffnungen von 1,15, 1,173, 2,49 und 3,45 Bogenminuten. Ordinate reziproker Wert der Zeit in Sekunden. Ferree und Rand, Trans of the Ill Eng. Soc Bd 17, S 76. 1922

Abb. 5 zeigt Ergebnisse einer Untersuchung von Ferree und Rand[2]) über Abhängigkeit der Wahrnehmungsgeschwindigkeit von der Beleuchtungsstärke. Der Bereich der Beleuchtungsstärke, in dem diese Untersuchungen ausgeführt sind, ist nur klein. Man sieht, daß bei 0,0045 HK/cm² jedenfalls noch nicht das Maximum erreicht ist.

c) Erfordernisse guter Beleuchtung.

8. Blendungsfreiheit. Neben einer gewissen Höhe der Leuchtdichte ist ein gewisser Grad der Gleichmäßigkeit zu fordern. Das Auge stellt mittels Pupillenöffnung und Netzhautadaptation auf eine in der Umgebung gegebene mittlere Leuchtdichte ein. Jeder zu große Kontrast zwischen dieser Adaptierungsleuchtdichte und einer höheren Leuchtdichte wird als unangenehm empfunden. Blendung tritt bei Vorhandensein starker Unterschiede, die durch Adaptation nicht mehr ausgeglichen werden, ein. Vielfach werden Nachbilder empfunden[3]). Die Größe der Leuchtdichte, bei der Blendung eintritt, ist in Abhängigkeit von der Adaptationsleuchtdichte nach Messungen von Blanchard und von Luckiesh und Holladay aus

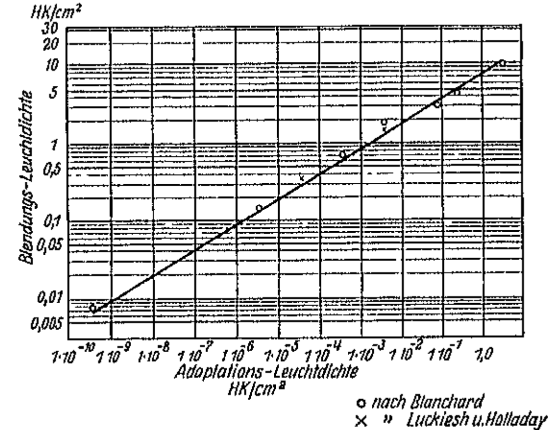


Abb 6. Abhängigkeit der Blendungsleuchtdichte von der Adaptationsleuchtdichte.

[1]) A. König, Gesammelte Abhandlungen zur physiologischen Optik. S. 116. Leipzig 1903; H. Schröder, ZS. f. Sinnesphysiol. Bd. 57, S. 195. 1926.

[2]) C. E. Ferree und G. Rand, Trans. Ill. Eng. Soc. Bd. 17, S. 76. 1922, ferner P. W. Cobb und F. K. Moss, Journ. Frankl. Inst. Bd. 205, Heft 2, S. 253. 1928.

[3]) E. Heller u. L. Schneider, Bruns' Beitr. z. klin. Chir. Bd. 139, S. 592. 1927.

Abb. 6 zu entnehmen[1]). Bei künstlicher Beleuchtung wird z. B. stets Blendu
eintreten, wenn eine nackte Lichtquelle im Gesichtsfeld angebracht ist.

9. Schattigkeit. Wahrnehmen von Einzelheiten ist andererseits nur
Vorhandensein von Kontrasten möglich. Bei vollständig diffuser Beleucht
werden z. B. bei Gegenständen mit annähernd gleichem Reflexionsvermög
die Konturen so stark verwischt, daß ein Erkennen schwerfällt, verschiede
Neigungen der Körperflächen sind nicht erkennbar, besonders dann, wenn d
Gegenstände klein oder vom Auge weit entfernt sind.

Verschiedenheiten des Reflexionsvermögens ermöglichen das Erkennen v
flächenhaften Unterschieden bei diffuser Beleuchtung. Plastisches Sehen dageg
erfordert eine Schattenverteilung, die nur bei teilweise gerichtetem Lichtstr
im richtigen Maße erzielbar ist. Je nach der Neigung der Flächen eines Körpe
zu der Richtung, aus der der größte Lichtstrom kommt, ist dann die Leucl
dichte verschieden, die Flächen haben Eigenschatten. Außerdem werfen bei te
weise oder ganz gerichteter Beleuchtung hervorstehende Teile Schlagschatte

Die entstehenden Kontraste werden jedoch nur solange, als sie ein gewiss
Maß, das durch den Adaptationszustand des Auges vorgeschrieben ist, nic
überschreiten, als günstig wirkend empfunden. Die Ungleichförmigkeit mu
weit unterhalb der Blendungskontraste liegen.

10. Zeitliche Gleichmäßigkeit. Ist die Beleuchtungsstärke zeitlich rasc
folgenden Veränderungen unterworfen, so wird die Erkennungsfähigkeit durc
Eintreten von Flimmererscheinungen herabgemindert. Die Abhängigkeit d
Auftretens von Flimmererscheinungen vo
der Periodenzahl und Helligkeitsunter
schieden ist im Kapitel 17, Ziff. 21 be
handelt.

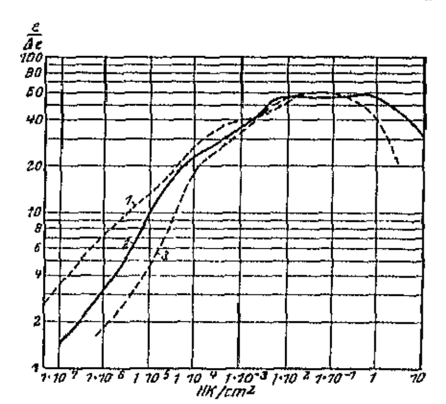


Abb. 7. Unterschiedsempfindlichkeit (Verhältnis der Leuchtdichte zu der Zunahme an Leuchtdichte, bei der Helligkeitsunterschied empfunden wird, in Abhängigkeit von der Leuchtdichte.)
Kurve 1 für blaues Licht,
Kurve 2. für weißes Licht,
Kurve 3. für rotes Licht.

11. Lichtfarbe. Ausgesprochen far
bige Beleuchtung wird meist nicht al
Arbeitsbeleuchtung, sondern als Stim
mungs- oder Reklamebeleuchtung einge
richtet. Die Frage, ob bei einfarbiger Be
leuchtung die Erkennungsmöglichkeit zu
nimmt, ist vielfach untersucht. Di
Abb. 7 gibt einige Ergebnisse wieder. Ma
sieht, daß nur bei sehr kleiner Leucht
dichte ein Unterschied in der Unterschieds
empfindlichkeit besteht. Ein Nachtei
farbiger Beleuchtung ist die Veränderung
des Farbeindruckes und des Leuchtdichte-
verhältnisses für alle nicht weißen oder
nicht grauen Körper (s. auch Ziff. 14).

d) Veränderungen und Lenkung des Lichtstromes.

12. Physikalische Mittel zur Verteilung des Lichtes. Durch Einschluß der Lichtquellen in Geleuchte wird 1. eine sachgemäße Verteilung des Lichtstromes, 2. ein Schutz gegen Blendung und 3. ein Schutz der Lichtquelle gegen Staub, bei Außenbeleuchtung gegen Wind und Regen und gegebenenfalls ein Schutz der Umgebung gegen die störende Wärmestrahlung der Lichtquelle erzielt. Um den Lichtstrom zu lenken, werden in den Strahlengang reflektierende und lichtstreuende Flächen eingebracht.

[1]) E. HELLER u. L. SCHNEIDER, s. Fußnote 3, S. 449.

Regelmäßige Veränderungen der Richtung des Lichtstromes werden durch gerichtete Reflexion und Brechung erzielt. Um den gerichteten Lichtstrom zu zerstreuen, bedient man sich diffuser Reflexion und der Brechung und Beugung in lichtstreuenden Gläsern.

13. Reflexionsvermögen der in Geleuchten verwandten Spiegel. Polierte Metallflächen reflektieren zwischen 50 bis 90% des in senkrechter Richtung auffallenden Lichtstromes; Silber z. B. 88 bis 93%, Aluminium 80%, Chrom etwa 65%. Glatte Glasflächen reflektieren etwa 4% des Lichtes. Die Absorption in der Glasschicht ist von Dicke und Zusammensetzung des Glases abhängig. Ein versilberter Glasspiegel reflektiert etwa 83%, weiß emailliertes Blech und Milchglas reflektieren 60 bis 70%.

Tabelle 3. Brechungsverhältnisse einiger weißer Substanzen gegen Luft und gegen Leinöl.

Material	Brechungsverhältnis gegen Luft	Brechungsverhältnis gegen Leinöl
Eis	1,31	—
Kieselfluorkalium	1,34	0,89
Flußspat	1,43	0,95
Kieselsäure, amorph	1,46	0,97
Kieselsäure, Quarz	1,55	1,03
Kohlensaurer Kalk	1,60	1,07
Bariumsulfat	1,64	1,09
Magnesia	1,74	1,16
Wolframsaurer Kalk	1,93	1,29
Zinkoxyd (Zinkweiß)	2,01	1,34
Basisches Bleikarbonat (Bleiweiß)	2,04	1,36
Titansäure, amorph	2,23	1,48
Schwefelzink	2,37	1,58
Titansäure, Anatas	2,52	1,68
Titansäure, Brookit	2,64	1,76
Titansäure, Rutil	2,71	1,80

14. Reflexionsvermögen diffus reflektierender Flächen. Vollständig diffus reflektieren nur Oberflächen mit feinen regellos verteilten Unebenheiten. Wenn, wie bei Ölanstrichen und Trübglasflüssen, feinkörniges evtl. durchsichtiges Material in ein durchsichtiges Medium von anderem Brechungsexponenten eingebettet ist, wird ein Bruchteil des Lichtstromes regelmäßig an der glatten Oberfläche reflektiert. Bei Ölanstrichen sind Reflexionsvermögen und Zerstreuung von dem Brechungsexponenten gegen das Einbettungsmaterial und der Korngröße abhängig. Je größer der Brechungsexponent, desto höher die Albedo. Die Brechungsverhältnisse von weißen Pulvern gegen

Tabelle 4. Reflexionsvermögen einiger Substanzen[1]).

Farbe und Material	Reflexionsvermögen für weißes Licht
Weißes Filtrierpapier	0,80 —0,85
„ Zeichenpapier	ca. 0,80
Gewöhnliches Schreibpapier	ca. 0,70
Bleiweiß, Ölfarbe	0,80 —0,85
Schwarzes Papier	ca. 0,05
Schwarzer Druck	0,015—0,04
Weißanstrich neu	0,82 —0,89
„ alt	0,75 —0,85
Rotliehgelb-Anstrich	0,49 —0,66
Elfenbein- „	0,73 —0,78
Grau- „	0,17 —0,63
Hellgrün- „	0,48 —0,75
Dunkelgrün „	0,11 —0,25
Hellblau- „	0,34 —0,61
Rosa- „	0,36 —0,61
Dunkelrot- „	0,13 —0,30
Gelb- „	0,61 —0,75
Gelbbraun- „	0,30 —0,46
Schwarzes Tuch	0,010—0,015
Schwarzer Samt	0,002—0,005
Weißes emailliertes Blech	0,60 —0,70
Milchglas, 4 mm dick	0,60 —0,70

[1]) Werte zum Teil nach W. E. Barrows, Light, Photometry and Illuminating Engineering und E. Clark, Lighting in Relation to Public Health. Baltimore 1924.

Luft und Leinöl sind nach Untersuchungen von GOLDSCHMIDT[1]) in Tabell wiedergegeben.

Einige Daten über das diffuse Reflexionsvermögen von Papieren u Stoffen für weißes Licht (bewölkter Himmel) bringt Tabelle 4.

15. Einfluß der Farbe der Erstlichtquelle auf die Farbe und Leuchtdicl von Zweitlichtquellen. Alle diffus reflektierenden oder diffus durchlassenc Körper können als „Zweitlichtquellen" bezeichnet werden. Ihre Strahlung

Tabelle 5. Absolutes und relatives Reflexionsvermögen gepulverter Farl bei Verwendung von Lichtquellen verschiedener Lichtfarbe[2]).

Farbe	Absolut				Relativ			
	Gleichförmiges Energiespektrum	Mittagssonne	Blauer Himmel	Wolframfaden $8{,}7\,\frac{\text{Lm}}{\text{Watt}}$ Farbtemperatur 2350° abs	Gleichförmiges Energiespektrum	Mittagssonne	Blauer Himmel	Wolfr fade $8{,}7\,\frac{\text{L}}{\text{W}}$ Farl tempe tur 2350°.
Amerikanisches Zinnober . .	0,137	0,137	0,117	0,117	1,00	0,99	0,86	1,2
Venezianisches Rot	0,106	0,106	0,095	0,131	1,00	1,00	0,90	1,2
Etruskisches Rot	0,107	0,107	0,101	0,12	1,00	1,00	0,95	1,1
Indisches Rot	0,099	0,099	0,092	0,112	1,00	1,00	0,93	1,1
Gebrannte Siena	0,105	0,106	0,093	0,127	1,00	1,01	0,89	1,1
Ungebrannte Siena . . .	0,324	0,326	0,303	0,366	1,00	1,01	0,94	1,1
Goldocker	0,578	0,581	0,548	0,634	1,00	1,01	0,96	1,1
Chromgelbocker	0,328	0,33	0,289	0,404	1,00	1,00	0,91	1,24
Gelber Ocker	0,486	0,488	0,46	0,534	1,00	1,01	0,95	1,1
Chromgelb (mittel)	0,542	0,545	0,496	0,63	1,00	1,01	0,92	1,1
„ (hell)	0,76	0,765	0,70	0,82	1,00	1,01	0,92	1,0
Chromgrün (hell)	0,19	0,194	0,19	0,175	1,00	1,00	1,03	0,93
„ (mittel)	0,136	0,136	0,142	0,12	1,00	1,00	1,05	0,88
Kobaltblau	0,166	0,162	0,183	0,13	1,00	0,98	1,10	0,79
Ultramarinblau	0,08	0,074	0,095	0,057	1,00	0,93	1,19	0,71

sowohl der Farbe wie der Leuchtdichte nach von der Strahlung der Ers lichtquelle abhängig. Um den Einfluß der spektralen Zusammensetzung d Lichtes zu zeigen, gibt Tabelle 5 die absoluten und relativen Reflexionsve mögen von einigen Farben für folgende Strahlungen:

1. gleichmäßige spektrale Energieverteilung,
2. Mittagssonne,
3. Blauer Himmel,
4. Wolframglühlampe mit 8,9 Lm/Watt.

Die Abhängigkeit der Reflexionsvermögen von der Wellenlänge ist i Tabelle 6 wiedergegeben.

16. Borgleuchtdichte und Borgfarbe[3]). Aus Tabelle 6 ergibt sich d Änderung der Leuchtdichte mit der Zusammensetzung der Erstlichtquell Rote und gelbe Farbstoffe haben bei gleicher Beleuchtungsstärke bei der gelbere Lichtfarbe der Wolframlampe eine höhere Leuchtdichte als bei Beleuchtun mit blauem Himmelslicht; umgekehrt verhalten sich blaue Farbstoffe.

---

[1]) V. M. GOLDSCHMIDT, Die weißen Farben in Natur und Technik. Die Farb Nr. 4 1921.

[2]) Nach M. LUCKIESH, Journ. Frankl. Inst. Bd. 184, S. 73 u. 227. 1917.

[3]) Das Wort „Farbe" ist im folgenden oft, wo eine Mehrdeutigkeit nicht zu b fürchten ist, anstatt des Wortes „Farbeindruck" gebraucht.

Tabelle 6. Spektrale Reflexionsfaktoren von trockenen, gepulverten Farben [Reflexionsfaktoren für verschiedene Wellenlängen][1]).

Farbe	0,44 μ	0,46 μ	0,48 μ	0,50 μ	0,52 μ	0,54 μ	0,56 μ	0,58 μ	0,60 μ	0,62 μ	0,64 μ	0,66 μ	0,68 μ	0,70 μ
Amerikanisches Zinnober . .	0,08	0,06	0,05	0,05	0,06	0,06	0,09	0,11	0,24	0,39	0,53	0,61	0,66	0,65
Venezianisches Rot	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,06	0,07	0,12	0,19	0,24	0,28	0,30	0,32	0,32
Etruskisches Rot	0,07	0,07	0,07	0,08	0,08	0,08	0,08	0,12	0,16	0,18	0,20	0,22	0,23	0,24
Indischrot . .	0,08	0,07	0,07	0,07	0,07	0,07	0,07	0,11	0,15	0,18	0,20	0,22	0,23	0,24
Gebrannte Siena . . .	0,04	0,04	0,04	0,04	0,05	0,06	0,09	0,14	0,18	0,20	0,21	0,23	0,24	0,25
Ungebrannte Siena . .	0,12	0,13	0,13	0,13	0,18	0,26	0,35	0,43	0,46	0,46	0,45	0,44	0,45	0,43
Goldocker . .	0,22	0,22	0,23	0,27	0,40	0,53	0,63	0,71	0,75	0,74	0,73	0,73	0,73	0,72
Chromgelbocker . . .	0,08	0,09	0,07	0,07	0,10	0,19	0,30	0,46	0,60	0,62	0,66	0,82	0,81	0,80
Gelber Ocker .	0,20	0,20	0,21	0,24	0,32	0,42	0,53	0,63	0,64	0,61	0,60	0,59	0,59	0,59
Chromgelb (mittel). . .	0,05	0,05	0,06	0,08	0,18	0,48	0,66	0,75	0,78	0,79	0,81	0,81	0,81	0,81
Chromgelb (hell) . . .	0,13	0,13	0,18	0,30	0,56	0,82	0,88	0,89	0,90	0,89	0,88	0,87	0,85	0,84
Chromgrün (hell) . . .	0,10	0,10	0,14	0,23	0,26	0,23	0,20	0,17	0,14	0,11	0,09	0,08	0,07	0,06
Chromgrün (mittel). . .	0,07	0,07	0,10	0,21	0,21	0,17	0,13	0,11	0,09	0,07	0,06	0,06	0,06	0,05
Kobaltblau . .	0,59	0,58	0,49	0,35	0,23	0,15	0,11	0,10	0,10	0,10	0,11	0,15	0 20	0,25
Ultramarinblau	0,67	0,54	0,38	0,21	0,10	0,06	0,01	0,03	0,03	0,04	0,05	0,07	0,10	0,17

Ebenso wie die Leuchtdichte ist die Farbe (gemeint: Farbeindruck in strahlungsloser Umgebung) von der spektralen Zusammensetzung der Strahlung der Erstlichtquelle abhängig. Berechnet man auf Grund der Grundempfindungskurve (vgl. Kap. 1, Ziff. 18), der Reflexionsvermögen und der spektralen Zusammensetzung der Strahlung der Erstlichtquelle Farbton und Sättigung für Indischrot und für Kobaltblau für blaues Himmelslicht und Wolframlampen der Farbtemperatur 2500° abs., so ergeben sich

	Farbton		Sättigung	
	Himmelslicht	Wolframlampe	Himmelslicht	Wolframlampe
Indischrot. .	$6{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm	$6{,}03 \cdot 10^{-5}$ cm	8,8%	78%
Kobaltblau .	$4{,}75 \cdot 10^{-5}$ „	$5{,}83 \cdot 10^{-5}$ „	61 „	11 „

Die hier angeführten Beispiele zeigen, daß nur im Zusammenhang mit der Erstlichtquelle Farbe und Leuchtdichte (gegeben durch das Reflexionsvermögen, die Albedo) bestimmt werden können. Ebenso verhalten sich diffus durchlassende Körper, deren Durchlässigkeit mit der Wellenlänge variiert. Wenn man die Strahlung aller dieser Zweitlichtquellen durch Angabe der Leuchtdichte und Farbe charakterisieren will, so ist es vielleicht zweckmäßig, diese Größe wegen ihrer Abhängigkeit von der Erstlichtquelle als „Borgfarbe" und „Borgleuchtdichte"[2]) zu bezeichnen.

17. Bezogene Lichteindrücke. Sind die Leuchtdichten, wie z. B. vielfach bei den Zweitlichtquellen, gering, so sind in der Umgebung meist Lichteindrücke gleicher Größenordnung vorhanden. Das Auge bezieht dann solche wenig ver-

[1]) Aus M. Luckiesh, The Physical Basis of Color-Technology. Nela Abstr. Bull. Bd. I, Nr. 3, S. 454. 1922.

[2]) Eine versuchsweise vorgeschlagene Bezeichnung.

schiedenen Lichteindrücke aufeinander. Durch dieses Beziehen andert sich d subjektive Leuchtdichtenschätzung sowohl wie der Farbeindruck. Zum Beispi wirkt bei gleicher Beleuchtungsstärke ein hellfarbiges Papier auf weißem Hinte grund dunkler als auf schwarzem Hintergrund. Eine gelbrote Farbe wirkt au blauem Hintergrund gelber als auf grauem Hintergrund[1]). Aus Strahlung: empfindungen, die objektiv (unbezogen) durch Farbpunkte des MAXWELLsche Dreiecks (vgl. Kap. 1, Ziff. 19) wiedergebbar sind, entsteht subjektiv durch da gegenseitige Beziehen eine vielfache Mannigfaltigkeit von psychisch-physiolc gischen Farbempfindungen, z. B. alle die verschiedenen braunen Farben. Zu Charakterisierung solcher bezogener Farben eignen sich Farbmuster.

18. Der Ostwaldsche Farbenatlas[2]). Eine ausgezeichnete Zusammenstellun von Farbmustern ist z. B. der OSTWALDsche Farbenatlas. Die Muster sind in oben angeführten Sinne als Zweitlichtquellen zu bewerten. Nach K. W. F. KOHLRAUSCH[3]) befinden sich die im Atlas enthaltenen Farben im MAXWELLschen Drei eck innerhalb des in Abb. 8 punktiert umgrenzten Bereiches. Diese Linie ent spricht den gesättigtesten Farben, die im Atlas enthalten sind, die Linie *Pa* entspricht dem unvollständigen Kreise *Pa*, die geschlossenen Farbkurven entsprechen *ia* und *nc*. Als Hilfsmittel zur Leuchtdichtenbestimmung kann die OSTWALDsche Grauleiter dienen. Sie hat Stufen in logarithmischer Abstufung.

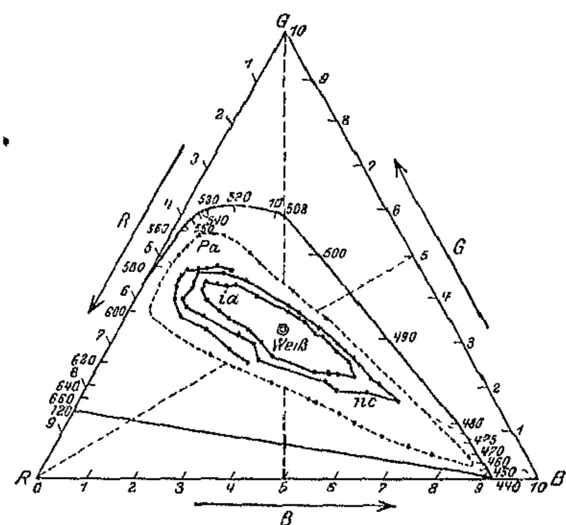


Abb. 8. Farbdreieck mit eingetragenen Ostwaldschen Farbkreisen nach K. W. F KOHLRAUSCH. Angabe der Wellenlänge in $m\mu$.

19. Lichtzerstreuung durch lichtdurchlässige Körper. Der Lichtstrom kann auch beim Durchgang durch lichtdurchlässige Körper, die die Eigenschaft haben, den auftreffenden Lichtstrom durch Reflexion, Brechung und Beugung zu zerstreuen, regellos abgelenkt werden. Solche Körper sind z. B. die Zerstreuungsgläser, die man nach ihren wichtigsten Vertretern in Matt- und Trübgläser scheiden kann. Mattgläser sind Klargläser, die eine durch chemische oder mechanische Behandlung (Sandstrahl) aufgerauhte Oberfläche erhalten haben. Trübgläser werden durch Einlagerung von ultramikroskopischen, festen, durchsichtigen Körpern oder Gasblasen in eine durchsichtige Grundmasse mit anderen Brechungsexponenten hergestellt. Diese beiden Glasarten haben völlig verschiedene Zerstreuungseigenschaften. Mattgläser haben (abgesehen von hauchdünnen Mattierungen) keine direkte Durchlassung, d. h. die Konturen eines Leuchtkörpers erscheinen bei Betrachtung aus einigen Zentimetern Entfernung durch

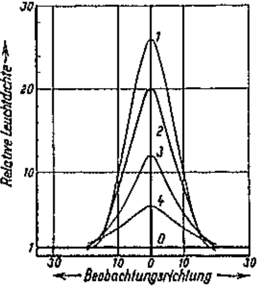
[1]) Experimentelle Untersuchung darüber z. B. bei F. ALLEN, Journ Opt Soc. Bd. 13, S. 383. 1926

[2]) W OSTWALD, Farbenfibel Leipzig 1924

[3]) K W. F. KOHLRAUSCH, Phys. ZS. Bd. 21, S 396ff 1920. Es sei noch besonders auf die während der Drucklegung erschienene Arbeit von R. LUTHER „Aus dem Gebiet der Farbreizmetrik". ZS f. techn. Phys. Bd. 8, S. 540. 1927 und die Arbeit von S RÖSCH „Die Kennzeichnung der Farben". Phys. ZS. Bd. 29, S. 83, 1928 hingewiesen.

ein Mattglas stets verwaschen; sie zerlegen ferner das Licht nicht, sondern lassen das Licht aller Wellenlängen gleichmäßig hindurch. Trübgläser dagegen haben (abgesehen von den ganz dichten Variationen) direkte Durchlassung, d. h. der Umriß einer Lichtquelle erscheint durch ein Trübglas[1]) gesehen völlig scharf, die Leuchtdichte ist geringer, die Farbe meist rötlicher infolge der stärkeren Ablenkung des kurzwelligeren Lichtes (Einfluß der Größe der eingelagerten Teilchen).

Die Zerstreuung eines auf ein Zerstreuungsglas senkrecht auftreffenden, parallelen, schmalen Lichtbündels an Mattgläsern zeigt Abb. 9. Es ist die Verteilung der Leuchtdichte in Abhängigkeit von dem Winkel zwischen der Richtung des einfallenden Lichtstromes und der Beobachtungsrichtung für senkrecht zur Fläche auffallendes Licht für verschiedene Mattgläser, die nebenstehend aufgeführt sind, wiedergegeben.



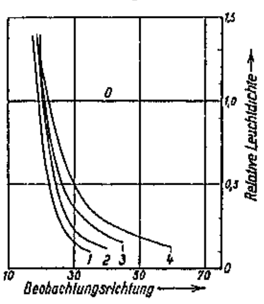
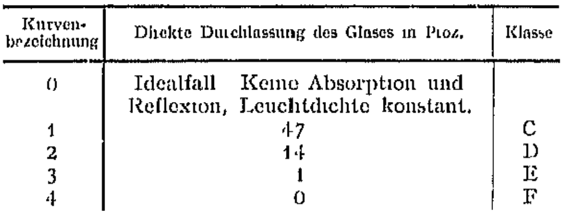


Abb. 9. Relative Größe der Leuchtdichte von Mattglasern in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Flachennormale, bezogen auf die Leuchtdichte des Idealfalles (vollständig gleichmäßige Zerstreuung ohne Reflexion und Absorption, Kurve 0)
Kurve 1: Glas der Klasse *B*, Kurve 3: Glas der Klasse *D*,
Kurve 2: Glas der Klasse *C*, Kurve 4: Glas der Klasse *E*

Kurve	Mattglas	Klasse
1	Säurematttiert, seidenmatt	B
2	Säurematttiert, seidenmatt	C
3	Sandstrahlmattiert	D
4	Säuremattiert, schleifmatt, geätzt . . .	E

Bei Trübgläsern, wie sie z. B. nachstehend aufgeführt sind, hat die Zerstreuungskurve bei gleichen Versuchsbedingungen dagegen eine ganz andere Beschaffenheit. Abb. 10 und 11 zeigen dies. In diesen Abbildungen ist die Leuchtdichte auf



Kurvenbezeichnung	Direkte Durchlassung des Glases in Proz.	Klasse
0	Idealfall Keine Absorption und Reflexion, Leuchtdichte konstant.	
1	47	C
2	14	D
3	1	E
4	0	F

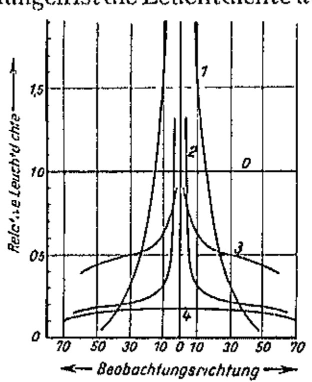


Abb. 10. Relative Größe der Leuchtdichte von Trübglasern in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Beobachtungsrichtung und Flachennormale, bezogen auf die Leuchtdichte des Idealfalles (vollständig gleichmäßige Zerstreuung ohne Absorption und Reflexion, Kurve 0).
Kurve 1 Klasse *C*, Kurve 3: Klasse *E*,
Kurve 2 Klasse *D*, Kurve 4: Klasse *F*.

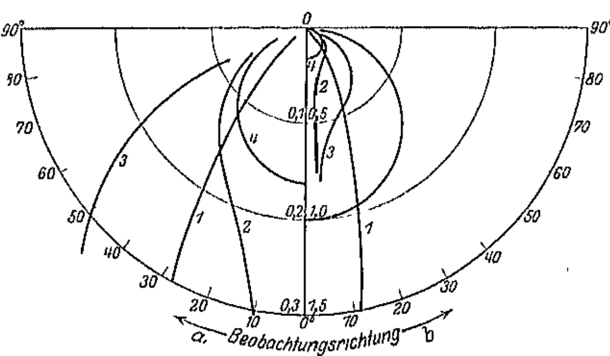


Abb. 11 Polardiagramm der Lichtstärken aus Daten der Abb. 10.
a Maßstab 5 mal so groß wie *b*.

[1]) Zusammenstellung der Literatur über Trübgläser s. M. Pirani u. H. Schönborn, Dtsch. Glastechn. Gesellsch. Bericht 5, Fachaussch. 1. 1926, ferner W. Dziobek, ZS. f Phys. Bd. 46, S. 307. 1928.

einen Idealzerstreuer, der weder Licht reflektiert noch absorbiert, sondern all diffus zerstreut durchläßt, bezogen. Der charakteristische Unterschied zwische den Matt- und Trübgläsern ist deutlich zu sehen. Für Mattgläser ist das Größe verhältnis der Leuchtdichte des Glases und der des Idealstrahlers in Richtun des einfallenden Lichtes charakteristisch, während bei den Trübgläsern 1. di Größe der direkten Durchlassung und 2. die relative Größe des Streulicht unter größeren Ausstrahlungswinkeln charakteristisch ist. Zur Kennzeic nung des Streuungsvermögens wird hier willkürlich das Verhältnis der Leucht dichte im Winkel von 45° zu der des direkt durchgelassenen Lichtes gewählt Der reziproke Wert dieser Größe wird fernerhin als Ungleichmäßigkeit be zeichnet. Auf diese Weise wurden für die Trübgläser und für die Mattgläse je 6 „Zerstreuungsklassen" gebildet, nach denen es technisch möglich ist, auc ohne Messung der ganzen Zerstreuungskurve die Glassorten zu klassifizieren un zu bezeichnen. Tabelle 7 gibt die nach den Vorschlägen der Deutschen Beleuch tungstechnischen Gesellschaft ge wählte Klassifikation für Mattgläser Tabelle 8 die entsprechende für Trüb gläser. Besonders bei den dichter Trübgläsern, bei denen die direkte Durchlassung gering ist, wird zweck mäßig außerdem noch das Refle xionsvermögen oder das Gesamt durchlassungsvermögen[1]) und die Absorption angegeben, weil diese Größen bei der Verwendung von Trübgläsern dieser Art zu Beleuch tungszwecken ausschlaggebend sind.

Tabelle 7. Mattgläser.

Klasse	Relative Leuchtdichte in Richtung des einfallenden Lichtes
A	noch vorhandene direkte Durchlassung
B	> 20, aber ohne direkte Durchlassung
C	20—15
D	15—10
E	10—5
F	< 5

Tabelle 8. Trübgläser.

Klasse	Direkte Durchlassung	Ungleichmässigkeit der Lichtverteilung
A	> 80%	> 10000
B	80—50	10000—1000
C	50—20	1000—100
D	20—5	100—10
E	< 5 und > 0	< 10 und > 0
F	0 (völlig zerstr.)	0

20. Lichtverlust. Bei einer Schichtdicke von 1 mm beträgt die Lichtabsorption in Klarglasplatten aus optischem Glas 0,04 bis 0,13 %[2]), in Glühlampengläsern rund 1%, in Trübgläsern je nach Reinheit des verwandten Glases 5 bis 30%. In allseitig geschlossenen Trübglashohlkörpern, z. B. Glühlampenglocken, ist der Verlust wesentlich größer, da die reflektierten Anteile des Lichtstromes das Glas immer wieder durchsetzen müssen. So ist der Verlust bei einer kugelförmigen Lampenglocke, die aus einem Trübglas der Klasse F, das keine direkte Durchlassung zeigt und das etwa bei Messung in Plattenform gleichviel Licht reflektiert wie zerstreut durchläßt, etwa doppelt so groß wie der einer Trübglasplatte aus gleichem Material, bei welchem der Lichtstrom senkrecht auffällt. Die Messungen ergeben bei Opallampen, die Glocken aus solchem Trübglas haben, einen Lichtverlust von 10 bis 15%. Für mattierte Gläser ist die Größe des Verlustes weiterhin noch davon abhängig, ob die mattierte Seite der Lichtquelle zu- oder abgekehrt ist. Der Einfluß der Stellung der mattierten Seite ist z. B. an Scheiben von PIRANI und SCHÖNBORN[3]) untersucht. Die Tabelle 9 bringt einige Ergebnisse für Repräsentanten der Klassen 1 bis 4. Wird die mattierte Glasseite von der Lichtquelle abgekehrt (*a*), so steigt bei stärker mattierten

[1]) Siehe z. B. E. LAX, M. PIRANI u. H. SCHÖNBORN: Experimentelle Studien über die optischen Eigenschaften stark getrübter Medien. Licht und Lampe Bd. 17, S. 173 u. 209. 1928.

[2]) Nach W. D. HAIGH, Journ. scient. instr. Bd. 3, S. 211. 1926.

[3]) M. PIRANI u. H. SCHÖNBORN, Licht u. Lampe Bd. 15, S. 458. 1926.

Tabelle 9. Einfluß der Stellung der mattierten Glasseite zur Lichtquelle auf Durchlässigkeit, Reflexion und Absorption.

Glas	Durchgelassener Lichtstrom	Reflektierter Lichtstrom	Absorbierter Lichtstrom
1. Seidenmatt „a" (Klasse 1)	88,0 ± 0,5%	7,9 ± 0,5%	3,8 ± 0,5%
„z"	88,6 ± 0,5 „	7,5 ± 0,5 „	3,5 ± 0,5 „
2. Säurematt (schleifmatt einmal geätzt) „a"	78,0 ± 0,5 „	12,3 ± 0,5 „	9,1 ± 0,5 „
(Klasse 2) „z"	86,5 ± 0,5 „	8,7 ± 0,5 „	5,5 ± 0,5 „
3. Sandmatt „a"	71,0 ± 0,5 „	15,3 ± 0,5 „	12,6 ± 0,5 „
(Klasse 3) „z"	77,0 ± 0,5 „	13,8 ± 0,5 „	9,0 ± 0,5 „
4. Säurematt (schleifmatt zweimal geätzt) „a"	69,5 ± 0,5 „	16,2 ± 0,5 „	12,8 ± 0,5 „
(Klasse 4) „z"	83,5 ± 0,5 „	9,8 ± 0,5 „	5,8 ± 0,5 „
5. Klarglas (2 mm) nichtmattiert	93,1 ± 0,5 „	6,6 ± 0,5 „	1,6 ± 0,5 „

Gläsern der Lichtverlust gegenüber dem bei umgekehrter Anordnung (z) um 3 bis 7%.

e) Verschiedene Arten von Beleuchtung.

21. Kennzeichnung der Beleuchtungsarten. Zur Beleuchtung kann entweder nur der von dem Geleuchte ausgehende Lichtstrom, der „Erstlichtstrom", oder auch der von durch den Erstlichtstrom beleuchteten Flächen diffus durchgelassene resp. reflektierte Lichtstrom, der „Zweitlichtstrom", benutzt werden.

Nach dem Anteil des Erstlichtstromes zum Zweitlichtstrom lassen sich drei Hauptgruppen von Beleuchtungsarten unterscheiden:

1. Direkte Beleuchtung: nur Erstlichtstrom. Zum größten Teil gerichtet, deshalb schattige Beleuchtung.
2. Indirekte Beleuchtung: nur Zweitlichtstrom. Anteil an diffusem Licht groß, deshalb fast schattenlos.
3. Halbindirekte Beleuchtung: aus 1. und 2. gemischt.

22. Kennzeichnung der Geleuchte. Je nach der Lenkung des Lichtstromes bezeichnet man die Geleuchte als Tiefstrahler, Breitstrahler und Freistrahler. Für diese haben die Reflektoren charakteristische Formen. Je nach der Art des Abschlusses: frei, geformtes Klarglas oder Streuglas, sind weitere Unterschiede in der Lenkung des Lichtstromes vorhanden.

Tiefstrahler haben Reflektoren aus lichtundurchlässigem Material, die den gesamten Lichtstrom der Glühlampe in den unteren Halbraum lenken. Das Maximum der Lichtstärke liegt im ersten Raumwinkelviertel. Es werden drei Arten von Tiefstrahlern unterschieden, die durch ihre Öffnungswinkel 120, 150 und 180° gekennzeichnet sind.

Breitstrahler sind Leuchten, die den größten Teil des Lichtstromes in das zweite Viertel des Raumwinkels ausstrahlen und deren Lichtstärkemaximum in dem Bereiche von 60 bis 75° liegt.

Freistrahler sind Leuchten, die den Lichtstrom der Lichtquelle nicht oder nur unbedeutend verändern und deren Hauptaufgabe ist, die Lichtquelle gegen äußere Einflüsse zu schützen. Sie werden ohne Reflektor (Freistrahler) und mit kleinem Außenreflektor (Reflektorfreistrahler) verwendet.

Seitenstrahler sind Leuchten, die den größten Teil des Lichtstromes seitlich in einen oder in zwei Quadranten des Raumwinkels lenken.

Streutiefstrahler (diffuse Tiefstrahler) sind Leuchten mit einem tiefgezogenen Reflektor aus Opalglas mit einem oder ohne ein Abschlußzerstreuungsglas, die über 65% ihres Lichtstromes in den unteren Halbraum lenken und deren Lichtstärkemaximum im ersten Viertel des Raumwinkels (begrenzt durch die Ebenenwinkel 0 und 60°) liegt.

Halbtiefstrahler (diffuse Halbtiefstrahler, Beleuchtungskörper für vorwiegend direktes Licht) sind Leuchten mit Reflektor aus Opalglas und mattierter Abschlußschale oder Leuchten ganz aus Opalglas, die 50 bis 65% des Lichtstromes in den unteren Halbraum und 50 bis 35% in den oberen Halbraum lenken.

Halbhochstrahler (diffuse Halbhochstrahler, Beleuchtungskörper für halbindirektes oder vorwiegend indirektes Licht) sind Leuchten mit einem diffus durchlässigen Reflektor unterhalb der Lichtquelle und einem mattierten Abschlußglas oberhalb der Lichtquelle. Sie senden über 50% des Lichtstromes in den oberen Halbraum, weniger als 50% in den unteren.

Hochstrahler (Beleuchtungskörper für indirektes Licht) sind Leuchten, die den gesamten Lichtstrom in den oberen Halbraum lenken.

23. Grenzlinie eines Reflektors. Zieht man von dem unteren Rand des Leuchtkörpers Linien zum unteren Rand des Reflektors, die sog. Grenzlinien, so grenzt man den Raumteil ab, in dem die Lichtquelle direkt sichtbar ist. Bei normaler Arbeit ist der Sehwinkel zwischen Horizontal- und Blickrichtung nach oben im allgemeinen nicht größer als 30°. Der Reflektor verdeckt somit die Lichtquelle dem Auge vollständig, wenn der Winkel zwischen Vertikale und Grenzlinie kleiner oder gleich 60° ist.

24. Verschiedene Formen von Reflektoren und die Lichtverteilungskurven bei einer Lichtstromkurve, wie sie gasgefüllte Wolframlampen geben. Die Formen sämtlicher Geleuchte sind empirisch ausprobierte Formen. Genaue Berechnungen der Änderung des Lichtstromes durch den Reflektor sind nur in den einfachsten Fällen, Kugel-, Parabol- und Ellipsoidspiegel, möglich. Kugel- und Parabolspiegel werden meist für Projektions- und Scheinwerferbeleuchtung und nur in Sonderfällen für Allgemeinbeleuchtung verwandt. Für Allgemeinbeleuchtung ist der Ellipsoidspiegel wichtiger. Bei ihm können durch Verstellung der Höhe der Lichtquelle innerhalb des Spiegels verschiedene Lichtverteilungskurven erzielt werden.

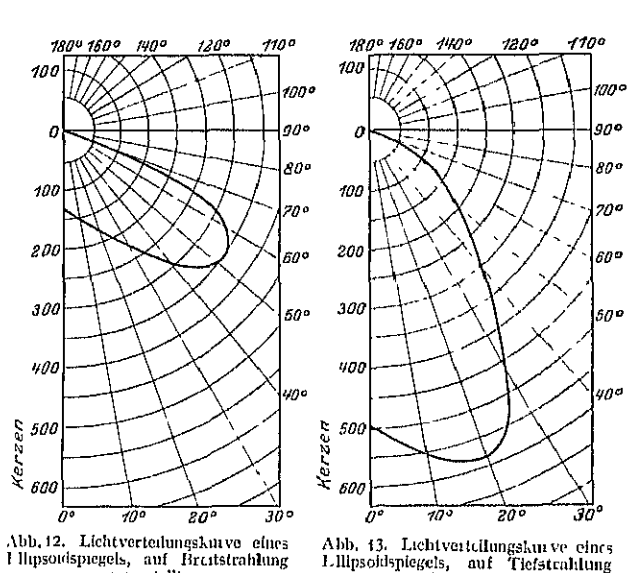


Abb. 12. Lichtverteilungskurve eines Ellipsoidspiegels, auf Breitstrahlung eingestellt.

Abb. 13. Lichtverteilungskurve eines Ellipsoidspiegels, auf Tiefstrahlung eingestellt

Befindet sich die Lichtquelle in einem Brennpunkt der Ellipse, so vereinigen sich die Lichtstrahlen, soweit sie den Reflektor treffen (mit einer gewissen Streuung wegen der Größe der Lichtquelle), im anderen Brennpunkt. Durch Verschiebung der Lichtquelle aus dem Brennpunkt nach der Reflektorwand (nach oben) entsteht die Tiefstrahlungskurve, beim Verschieben nach außen die Breitstrahlungskurve.

Die Abb. 12 und 13 zeigen die Lichtverteilungskurve eines Ellipsoidspiegels bei Einstellung des Leuchtkörpers auf Breit- und Tiefstrahlung. Es sind die Zahlenangaben auf einen Lichtstrom von 1000 Lm bezogen.

Bei Reflektoren mit diffus reflektierenden Wänden spielt die Form des Reflektors für die Gestaltung der Lichtverteilungskurve keine Rolle. Man kann dann angenähert annehmen, daß als zusätzlich zu dem direkt ausgestrahlten Lichtstrom der einer leuchtenden Fläche von der Größe der Öffnung des die Lichtquelle umschließenden Reflektors auftritt.

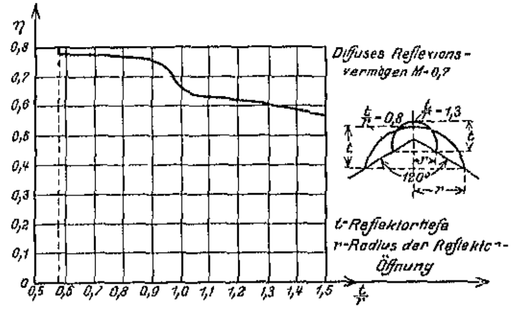


Abb. 14. Wirkungsgrad η für einen Diffus-Tiefstrahler von 120° Öffnung in Abhängigkeit von dem Verhältnis. Höhe des Reflektors t zum Radius r für ein diffuses Reflexionsvermögen von 0,7.

Dagegen ist der Wirkungsgrad eines solchen Diffusreflektors abhängig von seiner Öffnung, der Krümmung seiner Fläche und seinem Reflexionsvermögen, und zwar wird das Verhältnis des austretenden zu dem von der Glühlampe erzeugten Lichtstrom (gleiches Reflexionsvermögen vorausgesetzt) bei zunehmendem Öffnungswinkel größer[1]. Ein Beispiel, wie die Krümmung der Fläche, ausgedrückt durch das Verhältnis der Höhe zu dem Durchmesser, den Wirkungsgrad ändert, zeigt Abb. 14.

Das Größenverhältnis des direkt von der Lichtquelle in den Raum gestrahlten Lichtstromes zu dem vom Reflektor abgedeckten und die durch die

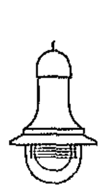


Abb. 15. Diopter-Breitstrahler. Bezweckt eine möglichst gleichmäßige Horizontalbeleuchtung bei großem Lampenabstand.

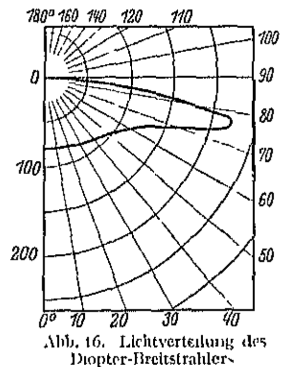


Abb. 16. Lichtverteilung des Diopter-Breitstrahlers.

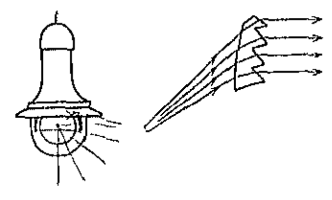


Abb. 17. Wirkungsweise des Prismenglases im Diopter-Breitstrahler.

Form des Reflektors bedingte Zahl der Reflexionen der Strahlung bestimmt die Reflexionsverluste bei gleichem Reflektormaterial. Einige charakteristische Daten für Geleuchte bringt Tabelle 10.

Abbildungen von Geleuchten und der erzielten Lichtverteilungskurve sind in Tabelle 11 enthalten.

Die Wirkung von Prismenglas ist an dem Beispiel des Diopterbreitstrahlers Abb. 15, 16 und 17 wiedergegeben.

Tabelle 10. Charakteristische Zahlen für Armaturen mit Gasfüllungslampen[2].

Bezeichnung	Teil des Lichtstromes in der unteren Raumhälfte	Grenzlinie bei Grad	Absorptionsverlust Proz
Direkt, tiefstrahlend	100	70	32
Direkt, breitstrahlend . . .	100	85	34
Diffus, vorw. tiefstrahlend .	60	55	25
Halbindirekt	28	95	14
Ganzindirekt	0	95	28

[1] N. A. Halbertsma, Lichttechnische Studien. Hachmeister u. Thal.
[2] G. Gehlhoff, Lichttechnik (Lehrb. d. techn. Phys. Bd. II). S. 566.

Tabelle 11. Wirkungsgrad von Beleuchtungen[1])

Beleuchtungskörper	Lichtverteilung	$\Phi = \Phi_{\text{oben}} / \Phi_{\text{unten}}$ in %	Raumbreite dividiert durch Lichtpunkthöhe	Decke hell (70 %)			mittel (50 %)		dunkel 30 %
				Reflexionsvermögen der Wände					
				hell 50 %	mittel 35 %	dunkel 20 %	mittel 35 %	dunkel 20 %	dunkel 20 %
Holophane mattierte Lampe		87 (22 / 65)	1	0,42	0,38	0,35	0,36	0,34	0,33
			1,5	0,50	0,46	0,43	0,44	0,42	0,41
			2	0,56	0,52	0,49	0,50	0,47	0,45
			3	0,63	0,59	0,55	0,56	0,53	0,51
			5	0,70	0,66	0,63	0,63	0,60	0,57
dünnes Opal mattierte Lampe		85 (35 / 50)	1	0,31	0,27	0,24	0,24	0,21	0,18
			1,5	0,37	0,33	0,30	0,30	0,27	0,24
			2	0,43	0,39	0,35	0,34	0,31	0,27
			3	0,49	0,45	0,41	0,39	0,36	0,31
			5	0,56	0,52	0,48	0,45	0,42	0,36
dichtes Opal mattierte Lampe		80 (20 / 60)	1	0,41	0,37	0,34	0,35	0,33	0,32
			1,5	0,49	0,45	0,42	0,43	0,41	0,39
			2	0,54	0,50	0,47	0,48	0,46	0,44
			3	0,60	0,56	0,53	0,53	0,51	0,49
			5	0,67	0,63	0,59	0,59	0,57	0,54
tiefer Blechrefl. emailliert		65 (0 / 65)	1	0,38	0,36	0,34	0,35	0,33	0,33
			1,5	0,45	0,43	0,41	0,42	0,40	0,40
			2	0,49	0,47	0,45	0,46	0,44	0,44
			3	0,54	0,52	0,50	0,51	0,49	0,49
			5	0,59	0,57	0,55	0,56	0,54	0,54
flacher Blechrefl. emailliert		80 (0 / 80)	1	0,43	0,40	0,38	0,39	0,37	0,37
			1,5	0,52	0,49	0,47	0,48	0,46	0,46
			2	0,57	0,54	0,52	0,53	0,51	0,51
			3	0,63	0,60	0,58	0,59	0,57	0,57
			5	0,69	0,66	0,64	0,65	0,63	0,63
indirekt versilbertes Glas		80 (80 / 0)	1	0,22	0,19	0,17	0,14	0,12	0,07
			1,5	0,27	0,24	0,22	0,17	0,15	0,09
			2	0,31	0,28	0,26	0,20	0,18	0,11
			3	0,36	0,33	0,31	0,24	0,22	0,13
			5	0,42	0,39	0,37	0,28	0,26	0,16
halbindirekt dünnes Opal		85 (60 / 25)	1	0,27	0,24	0,21	0,20	0,17	0,14
			1,5	0,34	0,30	0,27	0,25	0,22	0,18
			2	0,39	0,35	0,32	0,29	0,26	0,21
			3	0,45	0,41	0,38	0,34	0,31	0,25
			5	0,51	0,47	0,44	0,40	0,37	0,29
halbindirekt dichtes Opal		80 (70 / 10)	1	0,24	0,21	0,19	0,16	0,14	0,10
			1,5	0,30	0,27	0,24	0,20	0,18	0,13
			2	0,34	0,31	0,28	0,23	0,21	0,15
			3	0,39	0,36	0,33	0,27	0,25	0,18
			5	0,45	0,42	0,39	0,32	0,30	0,21
Glocke dünnes Opal		75 (35 / 40)	1	0,23	0,20	0,17	0,18	0,16	0,14
			1,5	0,30	0,26	0,23	0,24	0,21	0,19
			2	0,35	0,31	0,28	0,28	0,25	0,22
			3	0,41	0,37	0,34	0,33	0,30	0,26
			5	0,48	0,44	0,41	0,39	0,36	0,31
halbindirekt mit Reflektor Opal		80 (20 / 60)	1	0,32	0,28	0,26	0,27	0,25	0,23
			1,5	0,40	0,36	0,33	0,34	0,32	0,30
			2	0,45	0,41	0,38	0,39	0,37	0,35
			3	0,52	0,47	0,44	0,45	0,42	0,40
			5	0,59	0,54	0,51	0,51	0,48	0,46

[1]) Entnommen K. STRECKER, Hilfsbuch der Elektrotechnik, S. 637, 1925.

25. Lichtverteilungskurven für die Geleuchte der Diacarbonelampe. Von den Kohlebogenlampen wird die Diacarbonebogenlampe zur Zeit vor allem für Beleuchtung von Straßen und Plätzen benutzt. Sie wird in zwei Geleuchten, einer breitstrahlenden und einer tiefstrahlenden, geliefert. Abb. 18 und 19 geben die schematische Ansicht und die Lichtverteilungskurve.

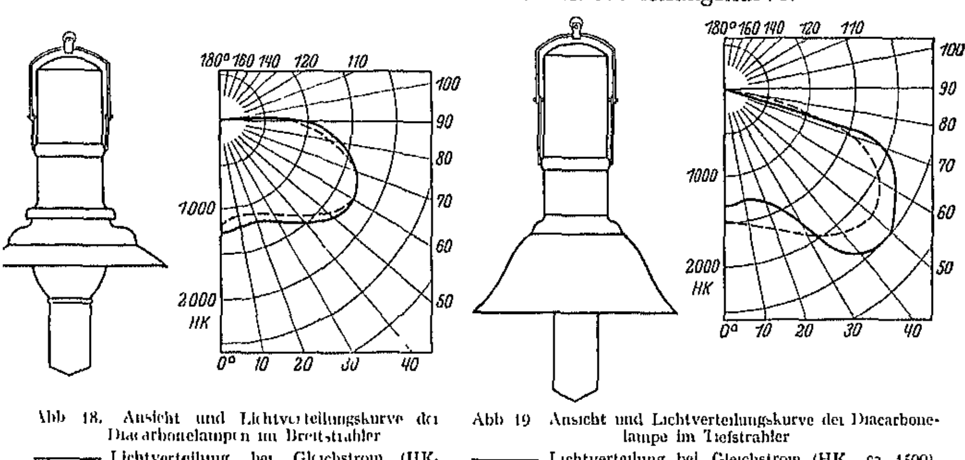


Abb. 18. Ansicht und Lichtverteilungskurve der Diacarbonelampe im Breitstrahler
——— Lichtverteilung bei Gleichstrom (HK_0 ca. 1500),
— — — Lichtverteilung bei Wechselstrom.

Abb. 19. Ansicht und Lichtverteilungskurve der Diacarbonelampe im Tiefstrahler
——— Lichtverteilung bei Gleichstrom (HK_0 ca. 1500),
— — — Lichtverteilung bei Wechselstrom.

26. Veränderungen der Beleuchtung infolge Verstaubung der Armaturen[1]. Die Beleuchtungsstärke, die mit einem Geleucht anfänglich erzielt wird, kann durch Verstaubung schnell vermindert werden. Der Staub lagert sich vor allem auf dem oberen Teil der Beleuchtungskörper ab und vermindert so die Beleuchtungsstärke bei Geleuchten für indirekte Beleuchtung am stärksten. Nach 6 bis 8 Wochen kann die Abnahme der Beleuchtungsstärke, wie die in Abb. 20 wiedergegebenen Untersuchungen von CLEWELL zeigen, schon 40% betragen.

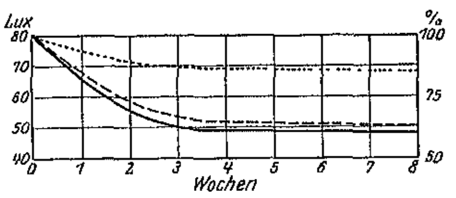


Abb. 20. Abnahme der Beleuchtungsstärke durch Verstaubung der Armaturen nach CLEWELL.

f) Berechnung von Beleuchtungsanlagen.

27. Beleuchtungsanlagen für geschlossene Räume. Die Beleuchtungsberechnung für geschlossene Räume, soweit sie nach der mittleren Beleuchtung der horizontalen Fläche in 1 m über dem Fußboden beurteilt wird, ist dadurch kompliziert, daß zur Beleuchtung dieser Fläche nicht nur der von dem Geleuchte direkt kommende Lichtstrom beitragt, sondern auch der von den Wänden und der Decke reflektierte Lichtstrom. Auch sind bei normalen Raumabmessungen die Lichtquellen an sich infolge der Größe ihrer Leuchtkorper und der geringen Entfernung von der zu beleuchtenden Fläche nicht mehr als punktförmig anzusehen. Deshalb gilt das Gesetz von der Abnahme der Beleuchtungsstarke mit dem Quadrate der Entfernung nicht mehr. Die Größe des reflektierten Lichtstromes hängt erstens von der Größe des auf Decke und Wände auftreffenden Lichtstromteiles, zweitens von dem Reflexionsvermögen der Decke und Wände und drittens von der Gestaltung und Anordnung von Decken und Wänden (ob

[1] H. LINGENFELSER, Licht u. Lampe. 1926. S. 556.

z. B. der Raum hoch und schmal oder niedrig und breit ist) ab. Sind die Verhältnisse bekannt, so laßt sich, wie ONDRACEK[1]) beweist, die Beleuchtung an einzelnen Punkten mit Hilfe des Raumwinkelprojektionsverfahrens mit großer Annäherung berechnen. Einfacher gestaltet sich die Berechnung mit Hilfe des „Wirkungsgrades der Beleuchtung eines Raumes"[2]). Er ist definiert als Quotient aus dem zur Beleuchtung ausgenutzten Lichtstrom, also dem Produkt aus der erzielten mittleren Beleuchtungsstärke und der beleuchteten Fläche, und dem von den Lichtquellen erzeugten Gesamtlichtstrom. Annähernd wurde er für die verschiedensten Beleuchtungskörperarten und die verschiedensten Raumgestaltungen und Abmessungen empirisch bestimmt[3]) [s. Tab. 11[4])].

Die Wirkungsgrade sind für einzelne typische Beleuchtungskörperarten angegeben für veränderliche Decken- und Wandbeschaffenheit und für verschiedene Verhältnisse von Lichtpunkthöhe zur Raumbreite. Es ist quadratischer Grundriß der Raume zugrunde gelegt. Für rechteckige Räume von der Breite b und Länge l ergibt sich der Wirkungsgrad aus der Formel

$$\eta = \eta_b + \tfrac{1}{3}(\eta_l - \eta_b),$$

wobei η_b der Wirkungsgrad für einen Raum mit der Breite b und η_l der Wirkungsgrad für einen Raum mit der Breite l ist. Für die Berechnung der Beleuchtungsanlage ist die Kenntnis der Grundrißfläche F, der Raumabmessungen und der erforderlichen Beleuchtungsstärke E vorausgesetzt. Der erforderliche Gesamtlichtstrom berechnet sich dann zu

$$\Phi = \frac{E \cdot F}{\eta}.$$

Will man z. B. in einem Raum von 4 mal 5 m Grundfläche und 3 m Höhe mit blauen Wänden (Refl. 20%) und weißer Decke (70%) mittels halbindirekter Beleuchtung eine Beleuchtung von 200 Lux auf einem Tisch erzielen bei einer Lampenhöhe von $2^1/_2$ m über dem Boden, so ist $\eta_b = 0{,}32$, $\eta_l = 0{,}27$, also $\eta = 0{,}29$ und $\Phi = \frac{4000}{0{,}29} \sim 14000$ Lm. Es würde also eine Lampe zu 750 Watt benötigt oder entsprechend mehrere kleinere Lampen (evtl. höherer Verbrauch wegen geringerer Lichtausbeute).

27. Berechnung von Beleuchtungsanlagen von Plätzen. Berechnungen von Beleuchtungen von Plätzen oder großen Räumen, bei denen direkte Beleuchtung angewandt wird, wo also die Reflexion von Wänden und Decken außer acht gelassen wird, können relativ streng durchgeführt werden. Um die Art der Berechnung zu zeigen, ist im folgenden die Beleuchtungsstärke, die auf einem Platz von 20 × 30 m bei Anwendung eines Tiefstrahlers für 1000 Watt, der in der Mitte des Platzes 9 m über dem Erdboden angebracht ist, nach dem Punkt- und nach dem Raumwinkelverfahren berechnet. Die Lichtverteilungskurve der 1000-Wattlampe im Tiefstrahler sei gegeben (s. Abb. 21).

a) Punktverfahren. Man bestimmt zunächst die Horizontal-Beleuchtungskurve mit Hilfe der Lichtverteilungskurve des Tiefstrahlers. Unter Berücksichtigung der Meßebene in 1 m über dem Erdboden ist eine Höhe $h = 8$ m in die Rechnung einzusetzen. An einem Punkt A, der von dem Fußpunkt F der Lichtquelle die Entfernung a hat, ist die Entfernung von der Lichtquelle $\sqrt{h^2 + a^2}$,

[1]) J. ONDRACEK, ZS. f. Beleuchtungsw. 1922, S. 64; Elektrot. u. Maschinenb. Bd. 40, S. 269. 1922; Licht u. Lampe 1924, S. 141.

[2]) Nach P. HOEGNER, Lichtstrahlung und Beleuchtung. S. 48. Braunschweig 1906.

[3]) W. HARRISON, Gen. Electr. Rev. Bd. 21, S. 419. 1918.

[4]) K. STRECKER, Hilfsbuch für Elektrotechnik. S. 637. 1925; WILLIAM E. BARROWS, Light, Photometry and Illuminating Engineering. S. 184ff. New York 1925.

die Lichtstärke also $\frac{J\text{-(Richtung } A)}{h^2 + a^2}$, die Beleuchtungsstärke auf der unter dem Winkel α, dessen cos durch $\frac{h}{\sqrt{a^2 + h^2}}$ gegeben ist, geneigten Ebene also

$$\frac{J\text{-(Richtung } A)}{h^2 + a^2} \cdot \frac{h}{\sqrt{a^2 + h^2}} = \frac{J\text{-(Richtung } A) \cdot h}{\sqrt{(a^2 + h^2)^3}}.$$

Zweckmäßig zeichnet man sich maßstäblich die Anordnung auf (Abb. 21). P gebe die Lage des Tiefstrahlers an. Die Strecke $OP = h$ ist in gleichem Maßstab aufgetragen wie die Längserstreckung des Platzes a. Mit P als Mittelpunkt und OP als vertikale Achse zeichnet man darauf die Lichtverteilungskurve in Polarkoordinaten ein. Auf den Verbindungslinien von P mit den einzelnen Punkten A kann gleichzeitig die Lichtstärke J abgelesen werden. Man berechnet nach obiger Formel für verschiedene Entfernungen a aus den zugehörigen J die Horizontal-Beleuchtungsstärke E. Tabelle 12 bringt das Ergebnis. Kurvenmäßig ist es in Abb. 22 dargestellt. Dann zeichnet man den Platz bzw. ein Viertel des Platzes im a-Maßstab auf, teilt ihn in eine möglichst große Anzahl von Quadrate und liest für die Entfernung der Mittelpunkte der Quadrate die Beleuchtungsstärke aus der Beleuchtungskurve ab, zweckmäßig graphisch durch Abgreifen der Entfernung des Mittelpunktes vom Punkte P und Übertragen der Entfernung auf die Abszisse der Beleuchtungskurve (Abb. 22). Man erhält bei Einteilung des Viertels in 24 Quadrate (Größe 2,5 × 2,5 mm) die in Abb. 23 wiedergegebene Beleuchtungsstärke. (Die Quadrate sollen so klein sein, daß man die Beleuchtungsstärke innerhalb eines Quadrates als praktisch konstant oder annähernd konstant ansehen kann.) Das arithmetische Mittel aus den Beleuchtungsstärken der Mittelpunkte der einzelnen Quadrate ergibt dann die mittlere Horizontalbeleuchtungsstärke des Platzes (13,2 Lux). Das Verhältnis der geringsten zur größten Beleuchtungsstärke wird als Gleichmäßigkeit bezeichnet und ist in diesem Falle

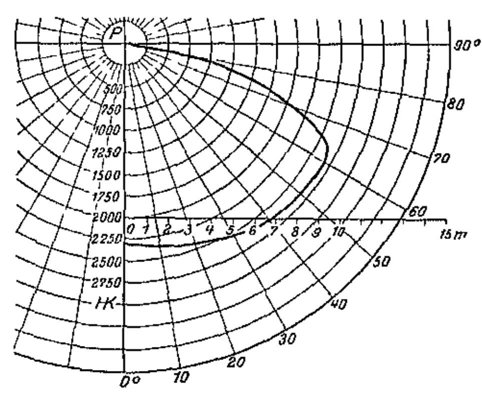


Abb. 21. Maßstäbliche Zeichnung von Flächengröße, Geleuchthöhe und Lichtverteilungskurve.

Tabelle 12.

a	α	J	E
$a = 0,5$	$\alpha = 4°$	$J = 2300$	$E = 35,8$ Lux
$a = 1$	$\alpha = 7° 10'$	$J = 2325$	$E = 35,4$ „
$a = 2$	$\alpha = 14°$	$J = 2375$	$E = 33,3$ „
$a = 3$	$\alpha = 20° 30'$	$J = 2425$	$E = 31,2$ „
$a = 4$	$\alpha = 26° 30'$	$J = 2475$	$E = 28,7$ „
$a = 5$	$\alpha = 32°$	$J = 2550$	$E = 24,3$ „
$a = 6$	$\alpha = 36° 50'$	$J = 2575$	$E = 20,3$ „
$a = 7$	$\alpha = 41° 10'$	$J = 2600$	$E = 17,3$ „
$a = 8$	$\alpha = 45°$	$J = 2625$	$E = 14,5$ „
$a = 9$	$\alpha = 48° 20'$	$J = 2650$	$E = 12,1$ „
$a = 10$	$\alpha = 51° 20'$	$J = 2650$	$E = 10,01$ „
$a = 11$	$\alpha = 54°$	$J = 2662$	$E = 8,3$ „
$a = 12$	$\alpha = 56° 20'$	$J = 2675$	$E = 7,03$ „
$a = 13$	$\alpha = 58° 40'$	$J = 2675$	$E = 6,0$ „
$a = 14$	$\alpha = 60° 20'$	$J = 2675$	$E = 5,1$ „
$a = 15$	$\alpha = 62°$	$J = 2662$	$E = 4,35$ „
$a = 16$	$\alpha = 63° 30'$	$J = 2625$	$E = 3,7$ „
$a = 17$	$\alpha = 64° 50$	$J = 2550$	$E = 3,08$ „
$a = 18$	$\alpha = 66°$	$J = 2500$	$E = 2,62$ „

$$\frac{3,8}{34} \approx \frac{1}{9}.$$

Die Lichtausbeute für die Beleuchtung dieser Fläche, die das Verhältnis des gesamten auf die Fläche auffallenden Lichtstromes zur gesamten aufgewandten Leistung darstellt, beträgt dann

$$\frac{E \cdot F}{N} = \frac{13{,}2 \cdot 600}{1000} = 7{,}9 \text{ Lm/Watt.}$$

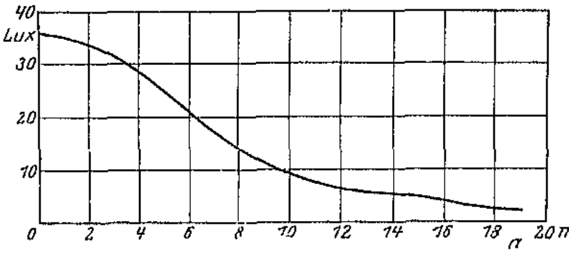


Abb. 22. Beleuchtungsstärke auf der Horizontalebene. Abhängigkeit von der Entfernung für das in Abb 21 gegebene Beispiel.

In analoger Weise läßt sich die Vertikalbeleuchtung berechnen.

b) **Raumwinkelverfahren.** Das Raumwinkelpapier (Abb. 24) ist eine Horizontalprojektion der Teilungsstriche der TEICHMÜLLERschen Raumwinkelkugel[1]) (Abb. 25) in einer Entfernung der Projektionsebene vom Kugelmittelpunkt

Tabelle 13. **Die Grenzwinkel und Mittelwinkel für die einzelnen Zonen der neuen Raumwinkelteilung.**

1 Zone	2 Grenzwinkel	3 Mittelwinkel	1 Zone	2 Grenzwinkel	3 Mittelwinkel
	0°			87° 25′ 0″	
I		14° 29′ 40″	XVI		89° 14′ 30″
	20° 33′ 20″			91° 4′ 0″	
II		25° 14′ 30″	XVII		92° 53′ 20″
	29° 13′ 40″			94° 43′ 10″	
III		32° 46′ 10″	XVIII		96° 33′ 0″
	36° 0′ 0″			98° 23′ 30″	
IV		38° 59′ 50″	XIX		100° 14′ 20″
	41° 48′ 40″			102° 5′ 50″	
V		44° 28′ 40″	XX		103° 58′ 10″
	47° 1′ 30″			105° 51′ 30″	
VI		49° 28′ 10″	XXI		107° 45′ 40″
	51° 49′ 40″			109° 41′ 20″	
VII		54° 6′ 40″	XXII		111° 38′ 10″
	56° 20′ 0″			113° 36′ 50″	
VIII		58° 29′ 50″	XXIII		115° 37′ 10″
	60° 36′ 50″			117° 39′ 40″	
IX		62° 41′ 10″	XXIV		119° 44′ 20″
	64° 43′ 10″			121° 51′ 50″	
X		66° 43′ 10″	XXV		124° 2′ 10″
	68° 41′ 30″			126° 16′ 0″	
XI		70° 38′ 10″	XXVI		128° 33′ 50″
	72° 33′ 30″			130° 56′ 10″	
XII		74° 27′ 40″	XXVII		133° 23′ 50″
	76° 20′ 50″			135° 57′ 40″	
XIII		78° 13′ 0″	XXVIII		138° 39′ 10″
	80° 4′ 20″			141° 29′ 40″	
XIV		81° 55′ 10″	XXIX		144° 31′ 30″
	83° 45′ 30″			147° 48′ 0″	
XV		85° 35′ 20″	XXX		151° 24′ 20″
	87° 25′ 0″			155° 29′ 10″	

von 40 mm. In Anbetracht der Axialsymmetrie der meisten Lichtquellen ist nur ein Quadrant aufgetragen. Die Kugel ist in 4π gleich große Flächenstücke

[1]) J. TEICHMÜLLER, Elektrot. u. Maschinenb. Bd. 36 S. 261. 1918, Bd. 37 S. 507. 1919; Bd. 38 S. 201. 1920; Elektrot. ZS. Bd. 39 S. 368. 1918; Licht u. Lampe 1920, S. 141.

geteilt, jedes Flächenstück entspricht also einem von der Raumwinkeleinheit aus der Kugelfläche herausgeschnittenen Oberflächenstück. Die bei der Einteilung entstehenden Kugelzonen, die Raumwinkelzonen, haben die in Tabelle 13 angegebenen Grenz- und Mittelwinkel.

5,5	7,5	12,5	20	28,5	34
5,0	7,0	11	16,3	23,5	28,5
4,5	6,0	8,6	13,2	16,3	20
3,8	5,0	6,6	8,6	11	12,5

Abb. 23. Verteilung der Beleuchtungsstärke auf dem Platze des Beispiels Abb. 21

Eine volle Zone enthält 400 Raumgrad, ein Quadrant also 100 Raumgrad. Bei dem Raumwinkelpapier sind die Raumwinkelzonen mit römischen Zahlen bezeichnet und die Teilung durch dickere Striche markiert. Jeder Zonenquadrant ist in 10 Flächen zu je 10 Raumgrad unterteilt. Diese Teile sind bis Zone 10 in 4 Teile, von Zone 11 an in 10 Teile eingeteilt. Von Zone 11

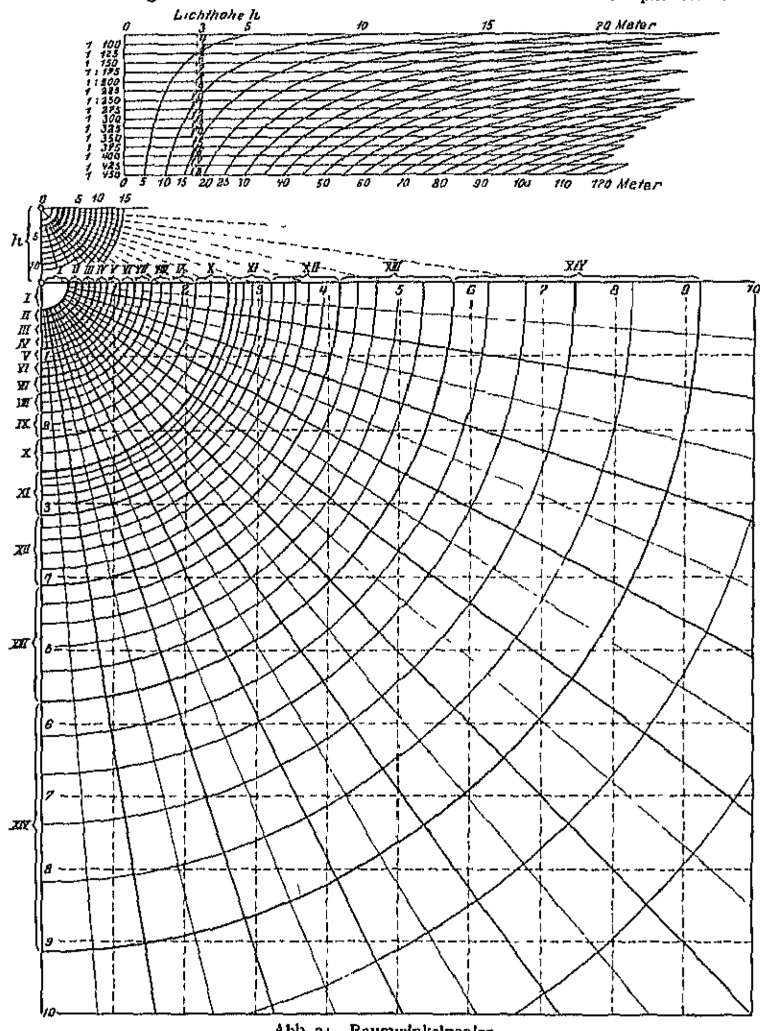


Abb. 24. Raumwinkelpapier.

an stellt jedes Unterteil also einen Raumgrad dar. Ein derartiger R stellt ein Tausendstel der Raumwinkeleinheit dar. Die Raumwink ihrerseits ist der 4πte Teil des Gesamtraumwinkels. Auf der Einheitskugeloberfläche schneidet somit die Raumwinkeleinheit die Flächeneinheit aus. Die

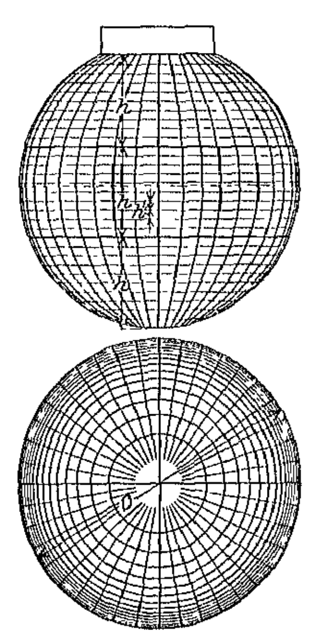


Abb. 25 TEICHMÜLLERsche Raumwinkelkugel.

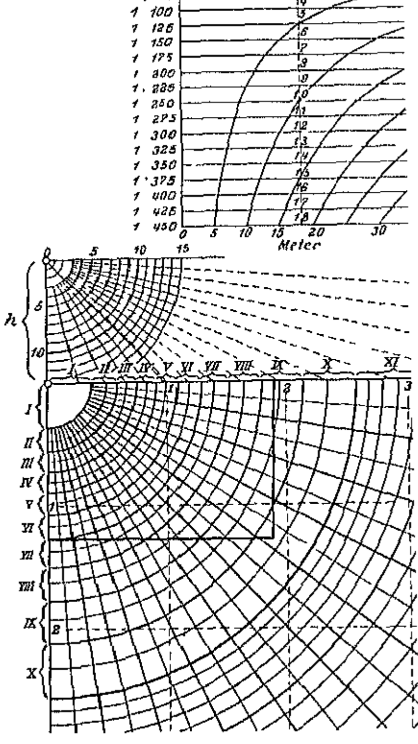


Abb. 26 Einzeichnung der Flächengröße des Raumwi zwecks Berechnung der Beleuchtungsstärke

Raumgrade sind daher immer als Tausendstel des Raumwinkels in di nung einzusetzen. Das Raumwinkelpapier in der vorliegenden Form also in entsprechendem Maßstabe für die Berechnung der Beleuchtung über der Meßebene bestimmt sein. Um es auch für andere Lichtpunk benutzen zu können, sind am Kopf Maßstabsskalen für die Lichtpunk von 3 bis 18 m eingetragen.

Das Raumwinkelpapier enthält oberhalb der Raumwinkelteilung no besondere Polarkoordinatenteilung zur Ablesung der Lichtstärke in den winkeln. Als Radianten sind die Mittelwinkel der einzelnen Zonen einge

Zur Berechnung der Beleuchtungsstärke mit dem Raumwinkelpapie man ein Viertel des Platzes auf dem Raumwinkelpapier ein [Abb. 26][1] zu wählende Maßstab ergibt sich aus der Lichtpunkthöhenskala. Hier l Lichtpunkthöhe ist er 1:200, die Größe des Platzviertels ist also

$$\frac{10\text{ m}}{200} \cdot \frac{15\text{ m}}{200} = 5\text{ cm} \cdot 7{,}5\text{ cm}.$$

Die Größen können auf der oberen Teilung auch ohne Rechnung abge werden. (Entfernung von der Ordinate bis zur Leitlinie 10, bzw. 15 bei punkthöhe 8). Man liest nun aus der Lichtverteilungskurve des Tiefst

[1]) Bezugsquelle: Schleicher & Schüll, Düren i. Rhld. Nr. 322 1/2.

die Lichtstärke für die Mittelwinkel derjenigen Raumwinkelzonen, die nach der Platzeinzeichnung in Betracht kommen, ab und stellt sie tabellarisch für die Einzelzonen auf (Tabelle 14, Spalte 2).

Man zählt nun die innerhalb des den Platz darstellenden Rechteckes liegenden Raumgrade der einzelnen Zonen ab (Tabelle 14, Spalte 3). Das Produkt aus der Anzahl der Raumgrade, dividiert durch 1000, und der zugehörigen Lichtstärke ergibt dann den Lichtstrom in diesem Raumwinkel (Tabelle 14, Spalte 4). Aus der Summe aller dieser Teillichtströme ergibt sich der gesamte auftreffende Lichtstrom 1956,4 Lumen. Der Quotient aus dem Lichtstrom und der Fläche des der Berechnung zugrunde gelegten Platzviertels von 150 m² ergibt die mittlere Beleuchtung zu

$$E_m = \frac{\sum \Phi}{E} = \frac{1958{,}6}{150} = 13 \text{ Lux.}$$

Tabelle 14. Aufstellung der Lichtstärke und Zahl der Raumgrade für Platzbeleuchtung nach Abb 21 und 26.

1 Zone	2 J/HK	3 Raumgrade	4 Φ/Lm
I	2375	100	237,5
II	2400	100	240,0
III	2525	100	252,5
IV	2575	100	257,5
V	2625	100	262,5
VI	2625	100	262,5
VII	2675	77	206,0
VIII	2675	55	147,2
IX	2675	32	85,5
X	2475	3	7,4
			1958,6

28. Die Technik der Lichterzeugung und die der Lichtverwendung und ihr gegenseitiges Verhältnis. Die im vorstehenden kurz erörterten Prinzipien der Beleuchtungstechnik, also der Lichtverwendung, erfreuen sich der Aufmerksamkeit der wissenschaftlich gerichteten, aber auch der technischen Physiker im allgemeinen in wesentlich geringerem Grade als die Technik der Lichtquellen, also der Lichterzeugung. Doch mit Unrecht, denn schließlich ist doch das Endziel jeder Art von Beschäftigung mit Lichtquellen überhaupt ihre Verwendung zur Herstellung der für den Menschen so lebenswichtigen künstlichen Beleuchtung in irgendeiner Form. Ungleich ihrer größeren und älteren Schwester, der Elektrotechnik, die in ihrer Entwicklung schon längst von der Technik des Probierens zur wissenschaftlichen Durchdringung des Stoffes vorgedrungen ist, beginnt die Lichttechnik erst jetzt die Kinderschuhe der Empirie abzustreifen, wenigstens soweit es sich um die Lehre der Verwendung des Lichtes handelt. Zur wissenschaftlichen Durcharbeitung dieser Lehre, zur Klärung bestehender Fragen und zur Stellung neuer Fragen, welche die Entwicklung fördern, wird es noch des intensivsten Zusammenarbeitens zwischen Physik, Chemie, Physiologie, Psychologie der Sinnesorgane und Wirtschaftswissenschaft bedürfen.

C. Methoden der Untersuchu

Kapitel 19.

Photometrie.

Von

E. BRODHUN, Berlin.

Mit 39 Abbildungen.

I. Grundlagen.

a) Photometrische Grundgesetze.

1. Allgemeines. Wenn eine Energiestrahlung (Wärmestrahlung) B
teile enthält, deren Wellenlängen zwischen zwei bestimmten Grenzen
0,4 μ und 0,75 μ) liegen, so ist sie imstande, eine Lichtempfindung he
bringen, und wir bezeichnen sie als Lichtstrahlung oder Licht. Der Gege
von dem die Strahlung ausgeht, heißt Lichtquelle. Sie ist ein Selbstleu
wenn sie die Strahlung unmittelbar aussendet, wie z. B. ein hocherhitzter I
Die meisten Körper freilich, die Licht aussenden — die wir sehen —, sin
Selbstleuchter. Sie haben die Eigenschaft, auf sie auffallendes Licht a
zu zerstreuen.

Körper, die Licht aller Wellenlängen in dem gleichen Verhältnis zers
heißen weiß oder grau, und zwar weiß, wenn nahezu alles auffallende
grau wenn nur ein mehr oder weniger geringer Teil davon zerstreut wir
Körper heißt schwarz, wenn er das auf ihn fallende Licht fast vollk
absorbiert, farbig, wenn gewisse Wellenlängen erheblich starker als
absorbiert werden. Von den Körperfarben, die durch Lichtabsorption ent
sind die Lichtfarben zu unterscheiden; wir bezeichnen Licht als weiß,
es denselben Eindruck wie Tageslicht hervorbringt. Daraus geht herv
die Lichtfarbe weiß nicht genau definiert ist, denn die Farbe des Tage
schwankt stark. PRIEST[1]) bestimmte mit dem HELMHOLTZschen Leukosk
Farbtemperatur (Ziff. 64) einer von der Sonne beschienenen weißen Flac
verschiedenen Tageszeiten und fand Farbtemperaturen zwischen 2000
5300° abs., von denen die ersten freilich dem Morgen und Abend ang
Ferner hat derselbe Forscher[2]) mit seinem später (Ziff. 66) zu beschrei
Rotations-Dispersions-Filter von vier Beobachtern diejenige Farbtem
einstellen lassen, die sie bei unbeeinflußtem Auge als weiß ansahen, un

---

[1]) J. G. PRIEST, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 448. 1920; Bd. 7, S. 78. 19
[2]) J. G. PRIEST, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 5, S. 205. 1921.

dabei im Mittel 5200° abs. Bei kolorimetrischen Rechnungen wird vielfach 5000° als die dem weißen Licht entsprechende Farbtemperatur angenommen.

Von den drei Größen, durch die ein Lichteindruck bestimmt wird, Intensität, Farbe und Sättigung, beschäftigt sich die Photometrie nur mit der ersten. Sie hat die Aufgabe, das Licht oder im besonderen die später aufgeführten Lichtgrößen, in denen Farbe und Sättigung nicht vorkommen, quantitativ zu bestimmen[1]).

Da es keinen Apparat gibt, auf den die Strahlen verschiedener Wellenlänge genau in demselben Verhältnis wie auf das Auge einwirken, kann jede photometrische Messung gemischten Lichtes im allgemeinen nur mit Hilfe des Auges erfolgen.

2. Das Entfernungsgesetz. Eine jede Lichtstrahlung, als photometrische Größe betrachtet, bezeichnet man als Lichtstrom. Die Gesamtheit der Lichtstrahlung einer Lichtquelle nach allen Seiten heißt ihr Lichtstrom oder auch ihr Gesamtlichtstrom. Da die Lichtstrahlung einer Lichtquelle im allgemeinen nach verschiedenen Richtungen verschieden stark ist, ist es wichtig, eine Größe einzuführen, die die Stärke der Lichtstrahlung für eine beliebige Richtung angibt. Nimmt man eine sehr kleine — punktförmige — Lichtquelle an, die das Licht nach verschiedenen Richtungen verschieden stark strahlt, so ist der in einem sehr kleinen Raumwinkel $d\omega$ in der betrachteten Richtung verlaufende Lichtstrom $d\Phi$ dividiert durch $d\omega$ eine geeignete Größe. Man kann sie auch als die Lichtstromdichte in bezug auf den Raumwinkel definieren. Sie wird als Lichtstärke in der betrachteten Richtung bezeichnet. Es ist also, wenn J die Lichtstärke bedeutet:

$$J = \frac{d\Phi}{d\omega}.$$

Fällt ein Lichtstrom auf eine Fläche, so wird sie beleuchtet. Ein geeignetes Maß für die Stärke der Beleuchtung an einer bestimmten Stelle der Fläche wird der auf ein kleines Flächenstück dF auffallende Lichtstrom $d\Phi$ dividiert durch das Flächenstück oder die Lichtstromdichte in bezug auf die getroffene Fläche sein. Bezeichnet man die Beleuchtungsstärke mit E, so ist also:

$$E = \frac{d\Phi}{dF}.$$

Zieht man von einer punktförmigen Lichtquelle in der Richtung, in der sie die Lichtstärke J besitzt, einen Radiusvektor und befindet sich das Flächenstück dF senkrecht zu diesem in der Entfernung r von der Lichtquelle, so folgt, da jetzt $d\omega = dF/r^2$ ist, für die Beleuchtungsstärke in dF:

$$E = \frac{J}{r^2}.$$

Die Beleuchtung des Flächenstückes ist also unter diesen Umständen proportional der Lichtstärke und umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung der Lichtquelle vom Flächenstück.

---

[1]) Als der eigentliche Begründer der Photometrie gilt J. H. LAMBERT durch sein Buch: Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae (1760), deutsch herausgegeben von E. ANDING in Ostwalds Klassikern d. exakt. Naturwissensch. Bd. 31—33 (Leipzig: Engelmann 1892) mit zahlreichen Anmerkungen, auch zur Geschichte der Photometrie. Unter den Lehrbüchern sei hervorgehoben: E. LIEBENTHAL, Praktische Photometrie (Braunschweig: Vieweg & Sohn 1907) und J. W. T. WALSH, Photometry (London: Costenoble & Co. Ltd. 1926). Letzteres mit besonders umfassenden Literaturnachweisen.

Wird ein Flächenstück dF' aus der Entfernung r beleuchtet, das nic
recht zur Strahlenrichtung steht, sondern so zu ihr geneigt ist, daß die einf
Strahlen mit dem Lote in dF' den Winkel i (Einfallswinkel) bilden, so
$dF' = dF/\cos i$ ist, die Beleuchtungsstärke:

$$E = \frac{J \cos i}{r^2}.$$

3. Das LAMBERTsche Kosinusgesetz bei Selbstleuchtern. Ein hoch
Körper, z. B. die Sonne oder eine glühende Kugel oder ein glühend
erscheint bei oberflächlicher Betrachtung überall gleich hell. Hiera
daß mit einer gewissen Annäherung gleiche Vertikalprojektionen von
der Oberfläche des leuchtenden Körpers auf eine zur Sehrichtung sen
Ebene gleiche Lichtströme ins Auge gelangen lassen. Bezeichnet ma
ein so kleines Flächenstück des leuchtenden Körpers, daß es als eben an
werden kann, mit ε den Winkel, den die betrachtete Ausstrahlungsri
die Sehrichtung, mit dem nach der Seite der Ausstrahlung gerichteten
bildet, so ist daher der von f in diese Richtung gesandte Lichtstrom
Projektion $f \cos\varepsilon$ proportional, also: $\Phi = C \cdot f \cos\varepsilon$ oder, wenn man c
f in senkrechter Richtung ausgestrahlten Lichtstrom Φ_0 einführt: $\Phi =$ (
ε heißt der Ausstrahlungs-, Emissions- oder Emanationswinkel. Die
strahlung eines ebenen Flächenstückes ist also dem Kosinus des Ema
winkels proportional.

Auf Grund derartiger Betrachtungen hat LAMBERT das Emanatio
aufgestellt. Es theoretisch herzuleiten, haben LAMBERT und BEER ve
versucht. Nach dem Vorgang von FOURIER und ZÖLLNER gibt LOMMEL[1]) f
Herleitung. Er nimmt an, daß das Licht nicht nur aus der oberen S
sondern auch aus dem Innern des Körpers herausstrahlt und daß der
Teil dabei nach dem Absorptionsgesetz geschwächt wird. Für die Lichtst
eines Flächenelements df unter dem Emanationswinkel ε betrachtet e
Zylinder, der durch alle Punkte des Umfanges von df geht und der Ausstra
richtung parallel liegt. Diesen teilt er durch df parallele Ebenen in
elemente. Die Größe eines solchen Volumelements in der Tiefe r in Ri
des Zylinders wird dann $df\,dr \cos\varepsilon$ sein. Man kann nun den Lichtstro
das Volumelement in Richtung des Zylinders aussendet $\Phi \cdot dr \cdot df \cos\varepsilon$ sch
Dann wird gemäß dem Absorptionsgesetz, nachdem die Strecke r durchlau

$$\Phi\, df\, dr \cos\varepsilon\, e^{-kr}$$

austreten, wo k die Absorptionskonstante ist. Hat man es mit einem un
sichtigen Körper von großer Absorptionskonstante zu tun, bei dem als
nach Durchlaufen einer kleinen Strecke ϱ Auslöschung eintritt, so wi
gesamte durch df in der betrachteten Richtung austretende Lichtstro

$$\Phi\, df \cos\varepsilon \int\limits_0^{\varrho} e^{-kr} dr = \frac{\Phi}{k}\, df \cos\varepsilon (1 - e^{-k\varrho}),$$

also da $\Phi e^{-k\varrho}$ nach der Annahme unendlich klein ist:

$$= df \frac{\Phi}{k} \cos\varepsilon,$$

womit das Kosinusgesetz bewiesen ist.

---

[1]) E. LOMMEL, Wied. Ann. Bd. 10, S. 449. 1880.

Auf die Vorgänge beim Austritt aus dem strahlenden Medium nimmt diese Herleitung keine Rücksicht; sie ist also jedenfalls für spiegelnde Flächen nicht beweisend. Eine ähnliche Herleitung unter Berücksichtigung der Brechung des austretenden Strahles gibt SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN[1]) und kommt zu dem Ergebnis, daß das Kosinusgesetz der Ausstrahlung für spiegelnde Flächen nicht gilt, besonders nicht für große Emanationswinkel, weil beim Lichtaustritt aus dem leuchtenden Körper eine von ε abhängige Lichtschwächung eintritt.

Übersichtlich ist die Betrachtung von V. ULJANIN[2]), der von dem KIRCHHOFFschen Gesetz ausgeht. Nach diesem ist das Emissionsvermögen dem Absorptionsvermögen α proportional, das wieder mit dem Reflexionsvermögen ϱ durch die Gleichung

$$1 - \varrho = \alpha$$

verbunden ist. Das Reflexionsvermögen ist aber als Funktion des Absorptionsindex und des Brechungsvermögens berechenbar[3]). Den Verlauf des Reflexionsvermögens an zwei photometrisch wichtigen Metallen, Silber (oben) und Stahl (unten), zeigt Abb. 1, worin die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von dem Einfallswinkel in Kurvenform dargestellt ist[4]). Und zwar zeigen die mittleren Zweige die Intensität des reflektierten Lichtes, wenn unpolarisiertes auffällt, während die äußeren Zweige für die Fälle gelten, daß senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht auffällt. Man erkennt, daß das Reflexionsvermögen bis zu einem großen Einfallswinkel (etwa 75°) nahezu konstant ist, nur in dem Bereich 50° bis 75° ein wenig zunimmt. Hier muß also bei der Emission das Kosinusgesetz nahezu gelten. Dann nimmt das Reflexionsvermögen stark zu, das Emissionsvermögen müßte also stark abnehmen. Außerdem erkennt man aus den Kurven die schon bei kleinem Einfallswinkel einsetzende und mit ihm stark zunehmende Polarisation, die also auch bei der Emission vorhanden sein muß.

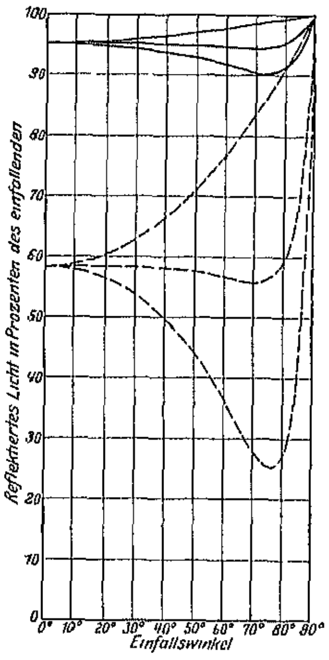


Abb. 1. Reflexion von Silber (oben) und Stahl (unten) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel in Prozenten des auffallenden Lichtes. Die mittleren Zweige gelten für unpolarisiert, die äußeren für parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisiert auffallendes Licht.

Vergleiche dieser Theorie mit Versuchen haben zumeist mehr eine qualitative als eine quantitative Bestätigung ergeben. Das ist nicht verwunderlich, denn die sich auf das Reflexionsvermögen beziehenden Werte sind bei Zimmertemperatur gefunden. Es ist fraglich, ob sie bei Glühtemperaturen ausreichend gültig sind. Die Polisarisation wird gewöhnlich geringer gefunden, als es nach der Theorie sein sollte, was durch die Annahme einer störenden Oberflächenschicht oder einer nicht völlig spiegelnden, etwas rauhen Oberfläche erklärlich ist. MÖLLERsche Messungen[5]) des Emissionsvermögens an glühendem Platin stimmen

[1]) SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN, Journ. de phys. (3) Bd. 5, S. 488. 1896.
[2]) W. v. ULJANIN, Wied. Ann. Bd 62, S 528. 1897.
[3]) P. DRUDE, Wied Ann. Bd 35, S. 508. 1888; Winkelmanns Handb. d. Phys., 2. Aufl.. Bd. VI, S. 1295. 1906
[4]) Nach M. v ROHR, Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten, S. 524. Berlin: Julius Springer 1904.
[5]) W. MÖLLER, Wied. Ann. Bd. 24, S. 266. 1885.

besser mit dem Kosinusgesetz, als es nach der Theorie sein dürfte. Zwi
findet beim Wolfram keine Abweichung vom LAMBERTschen Gesetz. WOR
hat zunächst Wolfram und Kohle untersucht. Bei der letzteren findet er n
fangs konstanten Werten von etwa 25° ab eine stetige Abnahme der F
helligkeit. Eine spätere Arbeit WORTHINGS[3]) behandelt Wolfram, Molybd
Tantal. Die Ausstrahlung der Metalle, die die Gestalt von polierten B
hatten, wurde, wie in der ersten
nach der Methode des verschwin
Fadens (HOLBORN-KURLBAUM) ge
Die Abweichung vom LAMBERTsch
setz ist bei allen Metallen ungefähr
Die Flächenhelligkeit wächst mit
mendem Ausstrahlungswinkel bis z
75° um etwa 20% und fällt dann
auf 0 für streifende Ausstrahlung.
zeigt den Verlauf für Wolfram na
älteren Arbeit (Abszissen: Ausstral
winkel, Ordinaten: Flächenhelligk
Prozenten derjenigen senkrecht zur Oberfläche). Man erkennt den der
entsprechenden Verlauf der Kurve. Diese Beziehung tritt in den Kurv
späteren Arbeit, die sich auch auf die Polarisation beziehen, noch viel
hervor.

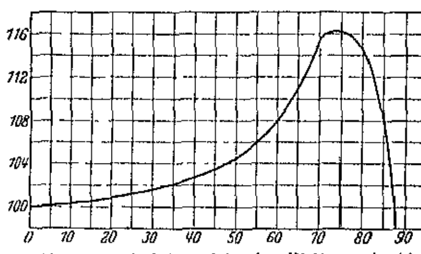


Abb 2. Leuchtdichte glühenden Wolframs in Abhängigkeit vom Ausstrahlungswinkel (Abszissen) in Prozenten der Leuchtdichte in senkrechter Richtung.

4. Das LAMBERTsche Kosinusgesetz bei lichtzerstreuenden Körpern
trachtet man eine weiße Wand, ein mattweißes Papier, die gleichmäßig bele
sind, aus verschiedenen Richtungen, so erscheinen sie stets gleich hell.
folgt, daß auch für Flächen, die das Licht zerstreuend reflektieren, das LAM
sche Kosinusgesetz der Ausstrahlung mit einer gewissen Annäherung
muß. Sendet also ein derartiges Flächenstück F bei bestimmter Beleuc
in senkrechter Richtung den Lichtstrom Φ aus, so wird es unter dem
strahlungswinkel ε den Lichtstrom $\Phi \cos \varepsilon$ aussenden. Erfolgt die Beleuc
durch ein nahezu paralleles Strahlenbündel, etwa eine punktförmige
quelle, und wird der Lichtstrom Φ von der Fläche in senkrechter Ric
ausgesandt, wenn das Licht senkrecht, also unter dem Einfallswinkel i
auffällt, so wird für einen Einfallswinkel i der unter dem Emanationswi
austretende Lichtstrom $\Phi' = \Phi \cos i \cdot \cos \varepsilon$ sein.

Es sind zahlreiche Untersuchungen zur Prüfung des LAMBERTschen Ge
für mannigfache Substanzen ausgeführt worden[4]). Im allgemeinen haben
recht erhebliche Abweichungen ergeben. Dabei sind nicht allein der Ei
und Emanationswinkel, sondern auch das Azimut, der Winkel, den Ei
und Austrittsebene miteinander bilden, von Einfluß. Der Grund hierfür
darin, daß alle lichtzerstreuenden Substanzen, insbesondere bei großem Ei
winkel, eine mehr oder weniger starke Spiegelung aufweisen. Von prakti
Wichtigkeit für die Photometrie ist die Frage der Gültigkeit des Kosinusge
deswegen, weil es gewöhnlich, so in der rechnenden Photometrie, bei Beleucht

[1]) C. ZWIKKER, Physische Eigenschappen van Wolfram bij hooge Tempera
Diss. Eindhoven 1925, S. 32

[2]) A. G. WORTHING, Astrophys. Journ Bd 36, S. 345 1912 Commission inter
nale de l'éclairage Recueil des travaux, VI session, Genf 1924, S 113. Diese Verö
lichungen werden später zitiert als Berichte der Internationalen Beleuchtungs-Komm
(abgekürzt: I. B. K. Ber.).

[3]) A. G. WORTHING, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S 635 1926.

[4]) Siehe z. B. CHR WIENER, Ann d. Phys. Bd 47, S 638. 1892; H. WRIGHT, e
Bd. 1, S. 17. 1900 (dort auch ältere Literatur); F. THALER, ebenda Bd 11, S. 996.

messungen, integrierenden Photometern, als gültig vorausgesetzt wird. Man nennt Flächen, die dem LAMBERTschen Gesetz streng folgen, vollkommen zerstreuende.

WRIGHT[1]) gelang es, durch starkes Pressen von feinen Pulvern so vollkommen diffus zurückwerfende Flächen zu erhalten, daß von einer Spiegelung selbst bei streifender Inzidenz kaum etwas zu merken war. Mit diesen praktisch allerdings nicht brauchbaren Flächen erhielt er das Ergebnis, daß für konstantes i das LAMBERTsche Gesetz gilt, während bei konstantem ε die Ausstrahlung nicht dem $\cos i$ proportional ist. Im allgemeinen kann man für die praktisch wichtigen lichtzerstreuenden Substanzen sagen, daß größere Abweichungen sich bei kleinem i erst bei größerem ε (über 50°) zeigen, daß bei größerem i die Abweichungen besonders in der Nähe eines gleichgroßen ε für das Azimut 180° (also in der Nähe etwaiger Spiegelung) auftreten.

Es sind auch mehrfach Versuche unternommen worden, das Gesetz der zerstreuenden Reflexion theoretisch herzuleiten[2]). Zu bemerkenswerten Ergebnissen haben sie aber nicht geführt, insbesondere nicht zu einer einigermaßen einfachen Formel, die die experimentellen Ergebnisse besser wiedergibt als die LAMBERTsche.

Durchscheinende Körper, wie Milchglas und Opalglas, also solche, bei denen nicht, wie bei den durchsichtigen, das Licht durch regelmäßige Brechung ein- und austritt, zerstreuen das hindurchgelassene Licht ebenfalls. Auch für sie wird bisweilen das LAMBERTsche Gesetz als gültig angenommen. Hier sind die Abweichungen noch größer als bei der Reflexion.

5. Das photometrische Grundgesetz. Ein Flächenelement ds, das in senkrechter Richtung eine Lichtstärke $e\,ds$ besitzt, beleuchte ein anderes um r entferntes Flächenelement ds'. Ist dann ε der Emanationswinkel, unter dem ds auf ds' strahlt, und i der Einfallswinkel, unter dem das Licht auf ds' fällt, so ist der auf ds' fallende Lichtstrom, wenn für die Ausstrahlung das Kosinusgesetz gilt:

$$S = \frac{e\,ds\,ds' \cdot \cos\varepsilon \cdot \cos i}{r^2}.$$

Das ist das photometrische Grundgesetz, das die Grundlage der mathematischen Photometrie bildet. Aus ihm berechnet man, indem man das LAMBERTsche Emanationsgesetz als gültig annimmt, durch Integration die Beleuchtung einer Fläche durch eine andere.

Beachtenswert ist die symmetrische Form der rechten Seite der Gleichung. Der Lichtstrom, den unter den angegebenen Umständen ds' trifft, ist der gleiche wie der, den ds treffen würde, wenn ds' in senkrechter Richtung die Lichtstärke $ds' \cdot e$ besäße.

b) Einheiten und Bezeichnungen.

6. Lichtstrom, Lichtstärke, Beleuchtungsstärke. Diese drei photometrischen Größen sind bereits definiert worden. Sie sollen nun im einzelnen besprochen werden.

L i c h t s t r o m. Der Lichtstrom gilt jetzt als photometrische Grundgröße, während man früher die Lichtstärke als solche annahm. Seine Einführung in

---

[1]) Siehe Fußnote 4, S. 472.

[2]) E. LOMMEL, Ann. d. Phys. Bd. 36, S. 473. 1889; H. SEELIGER, Vierteljschr. d. astron. Ges. Bd. 20, S. 111 u. 267. 1885; Bd. 21, S. 216. 1886; M. BERRY, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 627. 1923; G. I. POKROWSKI, ZS. f. Phys. Bd. 30, S. 66. 1924; H. SCHULZ, ebenda Bd. 31, S. 496. 1925.

die Photometrie ist ein Verdienst BLONDELS, der sein System der photometri Einheiten einem internationalen Elektrikerkongreß im Jahre 1896 in vorlegte[1]). Man erhält die Einheit des Lichtstroms durch eine punktfo Lichtquelle, die in die Einheit des räumlichen Winkels nach allen Seite Einheit der Lichtstärke ausstrahlt. Der Name dieser Einheit ist Lumei Bezeichnung Lm. Eine punktförmige Lichtquelle, die nach allen Seite Einheit der Lichtstärke ausstrahlt, besitzt also den Gesamtlichtstrom 4;

Lichtstärke: Die Definition der Lichtstärke ist, wie wir sahen, an den B der punktförmigen Lichtquelle geknüpft. Als solche sehen wir eine jede I quelle an, deren Abmessungen klein sind gegen den Abstand der beleuch Gegenstände, also wenn es sich um photometrische Messungen handelt photometrischen Apparats (vgl. Ziff. 27).

Die Einheit der Lichtstärke ist die photometrische Grundeinheit, in Deu land ist sie die Hefnerkerze mit dem Zeichen HK, die durch die unten beschrie Hefnerlampe dargestellt wird.

Beleuchtungsstärke: Für die Beleuchtungsstärke hatten wir zwei nitionen kennengelernt, eine allgemeine $E = d\Phi/dF$ und eine zweite für pu förmige Lichtquellen zutreffende $E = J\cos i/r^2$. In Abweichung vom System wird hier r in m, F in m^2 gemessen. Die Einheit der Beleuchtungsst führt den Namen Lux, die Bezeichnung Lx. Man erhält also z. B. eine Bele tung von 1 Lx, wenn man eine kleine Fläche senkrecht aus 1 m Entfern mit einer Lichtquelle beleuchtet, die in dieser Richtung die Lichtstärke 1 besitzt. Eine ältere Bezeichnung für die Einheit der Beleuchtungsstärke, man aber noch begegnet, ist Meterkerze.

Hat man eine ausgedehnte Fläche, deren Beleuchtung von Stelle zu S wechselt, so erhält man durch die Definition Lichtstrom durch Fläche die mit Beleuchtung. Man erkennt das, indem man die ausgedehnte Fläche in so kleine, gleichgroße Stücke teilt, daß die Beleuchtung auf jeder kleinen ' fläche konstant ist. Sind dann die zu den kleinen Flächenstücken f_1 bis f_n hörigen Lichtströme Φ_1 bis Φ_n, so ist die mittlere Beleuchtung:

$$\frac{1}{n}\left(\frac{\Phi_1}{f_1} + \frac{\Phi_2}{f_2} \cdots \frac{\Phi_n}{f_n}\right) = \frac{\Phi_1 + \Phi_2 \cdots \Phi_n}{n f_1},$$

da alle Flächenstücke gleich groß sind. Im Nenner aber steht jetzt die Gesa fläche und im Zähler der gesamte auf sie fallende Lichtstrom.

Es ist zu beachten, daß die Beleuchtungsstärke von der Beschaffen der Fläche, auf die der Lichtstrom fällt, unabhängig ist. Eine Fläche kann hohe Beleuchtungsstärke besitzen und doch sehr dunkel sein, wenn sie näm ein geringes Reflexionsvermögen besitzt.

7. Leuchtdichte oder Flächenhelle. Für die Helligkeit einer Fläche, die Größe, die die Lichtwirkung einer leuchtenden Fläche, sei sie selbstleucht oder lichtzerstreuend, in einer bestimmten Richtung angibt, ist in der Beleu tungstechnik jetzt die Bezeichnung Leuchtdichte im Gebrauch. Der äl Name Flächenhelle wird auch jetzt noch zum Teil benutzt. Eine noch frül Bezeichnung, die aber nur für Selbstleuchter einigermaßen paßt, ist Gla Die Leuchtdichte einer gleichmäßig leuchtenden Fläche in senkrechter Richtu wird gemessen durch die Lichtstärke der Fläche in dieser Richtung divid durch die in cm² gemessene Fläche. Für andere Richtungen tritt an die St der Flächengröße diejenige ihrer Vertikalprojektion auf eine zu der Richtu

[1]) A. BLONDEL, L'Electricien Bd. 13, S. 327. 1897.

senkrechte Ebene. Die Definitionsgleichung der Leuchtdichte e einer Fläche f in beliebiger Richtung ist also, wenn ε den Ausstrahlungswinkel bedeutet:

$$e = \frac{J}{f \cos\varepsilon} \cdot \frac{\mathrm{HK}}{\mathrm{cm}^2}.$$

Man erhält mithin die Einheit der Leuchtdichte durch eine 1 cm² große Fläche, die in senkrechter Richtung 1 HK ausstrahlt. Ein eigener Name nebst Zeichen ist für diese Einheit nicht eingeführt worden. Von BLONDEL wird der Name Stilb vorgeschlagen (von $\sigma\tau\iota\lambda\beta\omega$ glänze).

Es ist wichtig, den Lichtstrom zu kennen, den eine dem LAMBERTschen Gesetz folgende Fläche von der Leuchtdichte e in den durch ihre Ebene begrenzten Halbraum aussendet. Dazu berechnen wir den Lichtstrom, mit dem ein Element ds von der Flächenhelle e eine Halbkugel von dem Radius R beleuchtet, in deren Zentrum es liegt. Ist für ein beliebiges Flächenelement der Halbkugel (Abb. 3) ϑ der Ausstrahlungswinkel (Poldistanz), unter dem es bestrahlt wird, φ das Azimut (Meridianwinkel) der Ausstrahlungsebene, so ist das Element der Kugelfläche $R d\vartheta \cdot R \sin\vartheta \, d\vartheta$, also nach dem photometrischen Grundgesetz (Ziff. 5) die Bestrahlung dieses senkrecht getroffenen Elementes durch ds

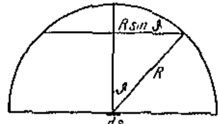


Abb. 3. Zur Berechnung der Strahlung einer dem LAMBERTschen Gesetz folgenden Flächenelementes ds in den Halbraum.

$$\frac{e\,ds\,R^2 \sin\vartheta \cos\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi}{R^2}$$

und die Bestrahlung der Halbkugel also:

$$e\,ds \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin\vartheta \cos\vartheta \, d\varphi \, d\vartheta = 2\pi e\,ds \int_0^{\pi/2} \sin\vartheta \cos\vartheta \, d\vartheta = 2\pi e\,ds \left[\frac{\sin^2\vartheta}{2}\right]_0^{\pi/2} = \pi e\,ds.$$

Eine dem LAMBERTschen Gesetz folgende Fläche von der Leuchtdichte e, die also pro cm² eine Lichtstärke von e HK in senkrechter Richtung besitzt, sendet mithin pro cm² den Lichtstrom πe Lm in den Halbraum.

Hauptsächlich in Amerika verwendet man noch eine zweite Einheit für die Leuchtdichte, das Lambert. Die amerikanische Definition lautet nach den Festsetzungen von 1925: „Das Lambert ist die mittlere Leuchtdichte einer beliebigen Oberfläche, die 1 Lm/cm² emittiert oder reflektiert, oder die gleichmäßige Leuchtdichte einer vollkommen zerstreuenden Oberfläche, die 1 Lm/cm² reflektiert oder emittiert." Da die Leuchtdichte die Lichtwirkung einer Fläche in bestimmter Richtung, z. B. auf das Auge des Beobachters, angeben soll, ist sie wesensgleich mit der Lichtstärke und nicht mit dem Lichtstrom. Es ist deshalb nicht angebracht, sie durch den Lichtstrom zu definieren. In Deutschland wird diese Einheit nie eingeführt werden; deshalb genügt es, sich an die weitere Bestimmung oder deren Umkehrung zu halten: „Eine in Kerzen pro cm² ausgedrückte Leuchtdichte kann in Lamberts durch Multiplikation mit π umgerechnet werden."

Wegen des hohen Betrages von 1 Lambert wird als praktische Einheit das Millilambert = 0,001 Lambert empfohlen.

8. Zusammenstellung. Seltenere Größen und Einheiten. Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung der besprochenen photometrischen Größen, Einheiten und Zeichen[1]):

[1]) Vgl. Licht u. Lampe 1924, S. 395.

Größe		Einheit	
Name	Zeichen	Name	Ze
Lichtstrom	Φ	Lumen	I
Lichtstärke	$J = \frac{d\Phi}{d\omega}$	Hefnerkerze	I-
Beleuchtungsstärke . .	$E = \frac{d\Phi}{dF} = \frac{J\cos i}{r^2}$	Lux	I
Leuchtdichte, Flächenhelle	$e = \frac{J}{f \cdot \cos \varepsilon}$	Hefnerkerze auf 1 cm²	HK

F und r in m, f in cm zu messen.

Beim Rechnen mit diesen Größen muß man beachten, daß die L einheit bei der Beleuchtungsstärke das m, bei der Leuchtdichte das cm ist. absolut weiße (alles auffallende Licht zurückwerfende), dem LAMBER Gesetz gehorchende Fläche, die mit n Lx beleuchtet wird, hat daher eine L dichte von $10^{-4} \cdot n/\pi$ HK/cm². Denn sie erhält einen Lichtstrom von auf 1 m², gibt mithin auf 1 cm² nach allen Seiten $10^{-4}n$ Lm ab, also in rechter Richtung $10^{-4}n/\pi$ HK.

Um diese Unstimmigkeit zu vermeiden, ist von BLONDEL als Einhe Beleuchtungsstärke an Stelle des Lux das Phot, definiert durch

$$1 \text{ Phot} = 1 \text{ Lm/cm}^2 = 10^4 \text{ Lx}$$

mit den abgeleiteten Einheiten

$$1 \text{ Milliphot} = 10^{-3} \text{ Phot}, \quad 1 \text{ Mikrophot} = 10^{-6} \text{ Phot}$$

vorgeschlagen worden. Die Einführung des Phot wäre sehr zu empfehl wird aber kaum möglich sein, die überall eingebürgerte Einheit Lux zu drangen.

Als minder wichtige photometrische Größe ist noch die spezifische L ausstrahlung zu nennen, die den Lichtstrom angibt, den eine lichtstral Fläche in den Halbraum sendet. Ihre Einheit ist Lm/cm².

Die Lichtmenge, die ferner als photometrische Größe aufzuführen ist definiert als das Produkt aus einem Lichtstrom und der Zeit seiner Wir Die praktische Einheit ist die Lumenstunde.

In England und Amerika gibt es noch auf das foot bezogene Einl

1 foot-candle = 10,764 (cdl.-) Lux, 1 foot-Lambert = 1,076 Millilambe

Schließlich finden aus früherer Zeit bei der Messung punktförmiger quellen noch folgende Größen Verwendung: die mittlere räumliche Lichtstärk die gleich dem Gesamtlichtstrom Φ dividiert durch 4π ist, ferner der hemisphärische Lichtstrom $\Phi_{\frown}$, der untere hemisphärische Lichtstrom $\Phi_{\smile}$ obere und die untere mittlere hemisphärische Lichtstärke

$$J_{\frown} = \frac{\Phi_{\frown}}{2\pi} \quad \text{und} \quad J_{\smile} = \frac{\Phi_{\smile}}{2\pi}.$$

9. Allgemeines über Lichteinheiten. Zur Darstellung der photometri Grundeinheit, der Lichtstärkeneinheit oder Lichteinheit, verwendet man Einheitslichtquelle, die in einer bestimmten Ausstrahlungsrichtung die

[1]) Über die Größen und Einheiten in Amerika, England und Frankreich s. I. B. K V (Paris 1921), S. 58 u. VI (Genf 1924), S. 139.

Messungen als Einheit zugrunde liegende Lichtstärke (oder ein Vielfaches davon) ausstrahlt. An solche Einheitslichtquelle sind, wenn sie allen berechtigten Ansprüchen genügen soll, hohe Anforderungen zu stellen. Sie soll möglichst einfach sein, sich ohne zu große Kosten überall herstellen lassen und die Einheit der Lichtstärke mit so großer Sicherheit ausstrahlen, daß durch die Abweichungen die Genauigkeit der photometrischen Messungen nicht wesentlich beeinträchtigt wird. Außerdem soll sie keine zu geringe Lichtstärke geben, in bezug auf Farbe den gebräuchlichen Lichtquellen nahekommen und möglichst auch eine konstante spektrale Zusammensetzung haben. Von dem Besitz einer solchen idealen Einheitslichtquelle sind wir noch weit entfernt.

Die ersten einfachen Lichtmessungen wurden mit Kerzen ausgeführt, wie sie schon LAMBERT für seine Versuche benutzte. Viel später wurden Vorschriften für die Herstellung und Benutzung von Kerzen für photometrische Zwecke gegeben. In England benutzte man die Walratkerze, deren normale Lichtstärke durch den Materialverbrauch festgelegt wurde, in Deutschland die Vereins-Paraffinkerze, die mit 45 mm Flammenhöhe normal brannte. Die erstere wurde erst 1898, die letztere 1893 offiziell abgeschafft. Von dieser historischen Bedeutung der Kerze rührt es her, daß noch heute allgemein die anerkannte Lichteinheit als Kerze bezeichnet wird (in Deutschland Hefnerkerze, in Amerika und England candle, in Frankreich bougie décimale). In Frankreich benutzte man in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts die 1800 von CARCEL konstruierte und nach ihm benannte Dochtlampe, die einen Argandbrenner besitzt und mit Colzaöl (Sommerrapsöl) gespeist wird. Bei einem vorgeschriebenen Ölverbrauch (42 g in der Stunde) strahlt sie in horizontaler Richtung die Einheit 1 Carcel aus. Es ist etwa 1 Carcel = 10,9 HK.

Im Anfang dieses Jahrhunderts hatte man mit 4 Einheitslichtquellen zu rechnen: der Carcellampe (Frankreich), der Hefnerlampe (Deutschland), der 10-Kerzen-Pentanlampe (England) und einem Satz von Kohlenfadenlampen im Bureau of Standards in Amerika, die zur Aufrechterhaltung einer der englischen Kerze gleichen Einheit dienen sollten.

Bei der geringen Aussicht, daß man in absehbarer Zeit eine international anerkannte Einheitslichtquelle besitzen würde, einigten sich im Jahre 1909 auf Amerikas Vorschlag die sog. Staatslaboratorien von Amerika, England und Frankreich (nämlich Bureau of Standards in Washington, National Physical Laboratory in London und Laboratoire Central d'Electricité in Paris) zur Annahme einer gemeinsamen Lichteinheit, die durch elektrische Glühlampen in diesen Laboratorien aufrecht erhalten wird. Ihr Wert betrug in der deutschen Einheit $^{10}/_{9}$ HK. Deutschland schloß sich dieser Übereinkunft wegen der mangelhaften Methode der Aufrechterhaltung der Einheit nicht an[1]).

Zur Zeit existieren also zwei Lichteinheiten, diese sog. Internationale Kerze, für die in Frankreich der offizielle Name bougie décimale besteht, und die Hefnerkerze, die $^{9}/_{10}$ der ersteren betragen soll. Nach neueren Vergleichungen besteht dieses Verhältnis noch für die Farbe der normal brennenden Kohlenfadenlampe hinreichend genau, während für die Farbe der Metallfadenlampe (mit Zickzackdraht) das Verhältnis der Internationalen Kerze zur Hefnerkerze um mehrere Prozent zu groß ist[2]). Der Grund liegt in der Unsicherheit der heterochromen Photometrie.

Da die übrigen photometrischen Einheiten von der der Lichtstärke abgeleitet sind, haben Lumen, Lux usw. in den mit der Internationalen Kerze

---

[1]) Vgl. das Referat ZS. f. Instrkde. Bd. 29, S. 264. 1909.
[2]) W. DZIOBEK, ZS. f. Instrkde. Bd. 46, S. 476. 1926.

arbeitenden Ländern einen $^{10}/_{9}$mal so großen Wert als in Deutschlan bei der Verwendung ausländischer Literatur zu beachten ist. Wo Verwechs zu fürchten sind, spricht man deshalb auch von Hefnerlumen, Candlelume

Die Herstellung der Lichteinheit mit Hilfe der Einheitslichtquel gewöhnlich schwierig, wenn größte Genauigkeit verlangt wird; es hat sich c als notwendig herausgestellt, die Lichteinheit durch zahlreiche Messung elektrische Normallampen (Hauptnormale) zu übertragen, die in besti Zeitabständen neu mit der Einheitslichtquelle verglichen werden. Am werden dazu elektrische Lampen benutzt, die mit niedrigerem Stromverl als für sie normal ist, brennen. Es ist besser, sie auf konstanter Stron als auf konstanter Spannung zu halten. Von diesen Hauptnormalen v Gebrauchsnormale abgeleitet, die häufiger nachgeprüft werden. Auf braucht man für die Messungen vielfach noch sog. Zwischenlichtquellen Vergleichslichtquellen, die eine Zeitlang konstant bleiben und entweder bes ausgewertet werden oder bei der Substitutionsmethode (s. Ziff. 27) Verwe finden, wobei man ihren Lichtstärkenwert nicht zu kennen braucht. Zu s eignen sich außer elektrischen Lampen, wenn auch weniger gut, Petro Gas- oder Azetylenflammen, aus denen bisweilen der hellste Teil ausgeb wird, ferner Benzinflammen, deren Höhe konstant gehalten wird.

Die im Laufe der Zeit für Einheitslichtquellen gemachten Vorschläg sehr zahlreich. Im folgenden werden nur die wichtigsten Einheitslampen Vorschläge für solche besprochen.

10. Die Hefnerlampe. Die jetzt als Hefnerlampe bezeichnete Ein lampe wurde im Jahre 1884 von v. HEFNER-ALTENECK angegeben[1]). Ihr tigster Teil ist das Dochtröhrchen aus silber (C in Abb. 4), dessen Abmessu genau eingehalten werden müssen (8 innerer, 8,3 mm äußerer Durchm 25 mm freistehende Höhe). Das Röh ragt aus einem Messinggefäß A auf zur Aufnahme des Brennstoffes, Amy tat (Isoamylacetat $C_7H_{14}O_2$), dient, enthält den aus einer Reihe Baumwollf bestehenden Docht. Durch einen Z trieb B kann dieser auf und niede wegt und so die Flammenhöhe regu werden. Die Lichteinheit wird in hor taler Richtung ausgestrahlt, wenn die La in ruhiger reiner Luft von 760 mm Dr 0,7 l/m³ Kohlensäure- und 6,6 g/m³ Wa dampfgehalt mit einer Flammenhöhe 40 mm brennt. Zur Einstellung der F menhöhe dient ein einfaches Visier K (weniger gut, eine kleine aus Linse Mattscheibe mit Marke bestehende richtung, der KRÜSSsche optische Flammenmesser. Die Einstellung der Flamm höhe muß mit großer Sorgfalt vorgenommen werden, da eine Abweichung 1 mm die Lichtstärke um 3% ändert.

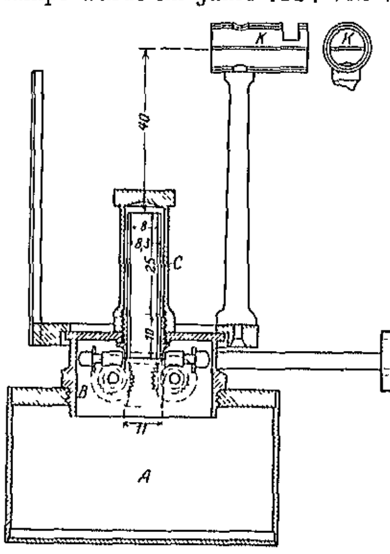


Abb. 4. Hefnerlampe.

Erhöhung des Kohlensäuregehalts und der Feuchtigkeit der Luft mindert die Lichtstärke, Steigerung des Luftdrucks erhöht sie. In einem

[1]) H. v. HEFNER-ALTENECK, Elektrot. ZS. Bd. 5, S. 20. 1884. Beschreibung der gebräuchlichen Form der Lampe: ZS. f. Instrkde. Bd. 13, S. 257. 1893.

gelüfteten Raume ist der Kohlensäuregehalt hinreichend konstant, so daß er nicht gemessen zu werden braucht. Dagegen muß die Feuchtigkeit der Luft, am besten mit einem ASSMANNschen Aspirationspsychrometer, sowie der Luftdruck bei jeder Messung bestimmt und in Rechnung gesetzt werden. Bei dem Barometerstand b mm Hg und dem Wassergehalt der Luft f g/m³ ist die Lichtstärke der Hefnerlampe:

$$[1{,}049 - 0{,}0074 f + 0{,}00015 (b - 760)] \text{ HK}.$$

Die angegebene Druckkorrektion gilt vermutlich nur für die Schwankungen um 760 mm. Für viel geringere Drucke ist durch Beobachtungen in großer Höhe (Gebirge) ein wesentlich höherer Wert beobachtet worden[1].

Die Vorzüge der Hefnerlampe sind ihre leichte Reproduzierbarkeit und Billigkeit, ihre großen Nachteile die mangelnde Streifigkeit der Flamme, die geringe Lichtstärke und die ungünstige Lichtfarbe. Letztere ist wesentlich röter als die einer normal brennenden Kohlenfadenlampe. Diese hat eine Farbtemperatur von etwa 2080° abs., die Hefnerlampe eine solche von etwa 1870° abs.

11. Die 10-Kerzen-Pentanlampe. HARCOURT hat eine Reihe von Einheitslampen konstruiert, bei denen ein Gemisch von Luft und Pentandampf verbrannt wird. Von diesen hat die 10-Kerzen-Pentanlampe[2], die in England längere Zeit zu amtlichen Messungen benutzt wurde, die größte Verbreitung gefunden. In ihr (s. Abb. 5) verbrennt das Pentan-Luft-Gemisch in einem dem Argandbrenner ähnlichen Specksteinbrenner B. Seitlich von dem oberen Teil des darüber befindlichen Metallschornsteins C liegt das zur Aufnahme des Pentans dienende Gefäß A, das durch einen Gummischlauch mit dem Brenner verbunden ist. Die Luft tritt durch den Hahn S_1 in das Gefäß A ein und sättigt sich mit dem Pentandampf. Das Gemisch fällt dann durch den Gummischlauch zum Brenner hinunter. Der Schornstein C ist in dem Rohre E so befestigt, daß zwischen seinem unteren Ende und dem Brenner sich ein durch eine Lehre einstellbarer Zwischenraum von 47 mm befindet. Der obere Teil der Flamme wird so durch den Schornstein abgeblendet. Die Flammenhöhe kann durch ein im Schornstein dem Photometer abgewandt angebrachtes Glimmerfenster mit Marke beobachtet werden; sie wird reguliert durch die Hähne S_1 und S_2, sowie dadurch, daß man das Pentangefäß dem Schornstein mehr oder weniger nähert. Eine sehr genaue Einhaltung der Flammenhöhe ist nicht erforderlich. Zum Schutz gegen seitliche Luftströmung dient der konische Schirm G, der nach dem Photometer zu offen ist. Das für den Gebrauch in der Lampe vorgeschriebene Pentan wird durch fraktionierte Destillation aus amerikanischem Petroleum erhalten.

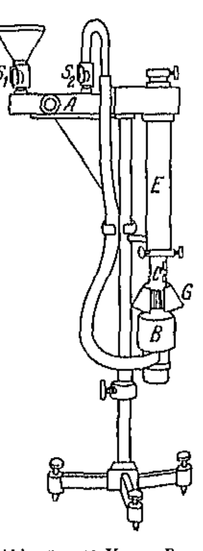


Abb. 5. 10-Kerzen-Pentanlampe.

Man erkennt, daß die Lampe viel weniger einfach als die Hefnerlampe und schwer reproduzierbar ist. Auch ist der Brennstoff nicht hinreichend definiert. Vorzüge gegenüber der Hefnerlampe sind, abgesehen von der größeren Lichtstärke, die etwas weißere Lichtfarbe (Farbtemperatur etwa 1920° abs.), ferner die durch den Schornstein erzielte größere Steifigkeit der Flamme.

[1] E. LIEBENTHAL, ZS. f. Instrkde Bd. 15, S. 157. 1895; Bd. 43, S. 209. 1923; A. BOLTZMANN u. A. BASCH, Wiener Ber. (IIa) Bd. 131, S. 57. 1922.

[2] H. KRÜSS, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd. 41, S. 653. 1898.

Von der Luftbeschaffenheit[1]) ist die Lichtstärke in ähnlicher Weise ab
wie bei der Hefnerlampe. Die Lichtstärke bei normaler Luftbeschaffenh
trägt 10 Internationale Kerzen, also 11,1 HK.

12. Die Viollesche Platineinheit. Violle[2]) schlug als Einheit di
Lichtstärke vor, die von 1 cm² Oberfläche geschmolzenen Platins im Auge
des Erstarrens in senkrechter Richtung ausgesandt wird. Zur Darstellu
Einheit schmolz er Platin in einer Gebläseflamme und ließ nach Entf
dieser das Licht des erstarrenden Platins durch eine gekühlte Blende au
unter 45° gegen die Vertikale geneigten Spiegel und von da in das Phot
gelangen. Wegen der Verunreinigungen, denen das Platin durch die G
flamme ausgesetzt ist, haben dann Lummer[3]) und Petavel[4]) das Platin ele
geschmolzen.

Im Jahre 1884 wurde auf einem internationalen Elektrikerkongreß in
die Viollesche Einheit als internationale Lichteinheit angenommen. 1
Paris und 1896 in Genf[5]) wurde dieser Beschluß mit der Abänderung bes
daß als praktische Einheit der zwanzigste Teil der Violleschen Einheit
dem Namen bougie décimale gelten solle.

Ein zuverlässiger Wert der Violleschen Einheit ist bis jetzt nicht er
worden. Violle erhielt zunächst 1 Violle = 2,08 Carcel. Das würde b
nutzung des angegebenen Wertes 1 Carcel = 10,9 HK ergeben 1 Violle = 22,
Lummer fand bei elektrischem Schmelzen 1 Violle = 26 HK. Trotz solch
sicherheit wird in Frankreich die gesetzliche Lichteinheit, die Internationale
als bougie décimale bezeichnet und als $^1/_{20}$ der Violleschen Einheit defin

Werner Siemens[7]) versuchte durch Abänderung des Violleschen
dankens zu einer einfacheren Einheitslampe zu gelangen. In seiner
wird ein Platinband hinter einem Diaphragma von 0,1 cm² Öffnung ele
durchgeschmolzen. Die Lichtstärke in senkrechter Richtung im Auge
des Durchschmelzens soll als Lichtmaß benutzt werden. Sie müßte, we
Lichtstrahlung des Platins im Moment des Erstarrens ebenso groß ist
Moment des Schmelzens, natürlich 0,1 Violle betragen. Trotz mehrfach
mühungen ist es aber nicht gelungen, auf diesem Wege konstante Lichts
zu erhalten.

13. Platineinheit von Lummer und Kurlbaum[8]). Hier wird Plat
einer niedrigeren Temperatur als der Schmelztemperatur benutzt. Ein ch
reiner Platinstreifen glüht hinter einer Öffnung von 1 cm² Größe und
mittels eines Bolometers auf konstantem Glühzustand erhalten. Dies
dadurch festgelegt, daß die Gesamtstrahlung sich zu einer nach Hindurc
durch ein wohldefiniertes Absorptionsgefäß (Wasserschicht von 2 cm
zwischen Quarzplatten) übrigbleibenden Teilstrahlung wie 10 : 1 verhält
praktischen Verwendung ist auch diese Einheit nicht gelangt.

---

[1]) Über Abhängigkeit von der Luftbeschaffenheit s. z. B.: W. J. A. Butterfiel
Haldane u. A. P. Trotter, Recueil de traveaux. Comm. Intern. de Photometrie,
1911, S. 141; Electrician Bd. 67, S. 711. 1911; C. C. Paterson, Electrician Bd. 53,
1904; Bd. 58, S. 560. 1906/07. E. B. Rosa, E. C. Crittenden u. H. A. Taylor, Jour
Soc. Amer. Bd. 5, S. 444. 1921.

[2]) J. Voille, Lumière électrique. Bd. 14, S. 475, 514. 1884; Ann. Chim. Ph
Bd. 3, S. 373. 1884; Phil. Mag. Bd. 17, S. 562. 1884.

[3]) Tätigkeitsber. d. P. T. R. ZS. f. Instrkde. Bd. 11, S. 161. 1891, Bd. 14, S. 267

[4]) J. E. Petavel, Electrician Bd. 44, S. 710. 1899/1900.

[5]) H. v. Hefner-Alteneck, Elektrot. ZS. Bd. 17, S. 754. 1896.

[6]) K. Strecker, Elektrot. ZS. Bd. 41, S. 980. 1920.

[7]) W. Siemens, Elektrot. ZS. Bd. 5, S. 244. 1884.

[8]) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Berl. Ber. 1894, S. 229; Verh. d. D. Phys. Ges.
S. 56. 1895

14. Kraterlicht der Bogenlampe. Auch der Vorschlag, das Licht des positiven Kraters der Kohlenbogenlampe zu einer Lichteinheit zu benutzen, ist bereits recht alt und hat doch bisher zu einem brauchbaren Ergebnis nicht geführt. Er wurde nahezu gleichzeitig von SWINBURNE, THOMPSON[1]) und BLONDEL[2]) gemacht, nachdem ABNEY[3]) und später VIOLLE[4]) beobachtet hatten, daß die hellste Stelle des positiven Kraters des Kohlenbogenlichts konstante Leuchtdichte besitzt. Die Temperatur, die dieser hellsten Stelle entspricht, wird als Siedetemperatur der Kohle bei Atmosphärendruck angesehen[5]). Von neueren Bearbeitern dieser Frage haben REICH[6]) und LUMMER[7]) ebenfalls Unabhängigkeit der Temperatur des positiven Kraters von der Beanspruchung der Kohlen gefunden, während mehrere andere: WAIDNER und BURGESS[8]), PODSZUS[9]), MATHIESEN[10]), GEHLHOFF[11]), C. MÜLLER[12]) einen nicht großen, aber deutlichen Einfluß der Stromstärke auf die Flächenhelle des positiven Kraters festgestellt haben. Man wird also annehmen müssen, daß eine geringe Zunahme der Temperatur mit der Stromstärke vorhanden ist.

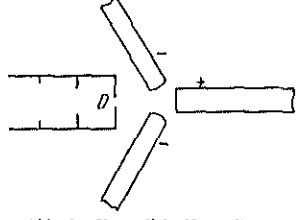


Abb. 6. Kraterlicht-Normallampe nach FORREST.

Unter den Vorschlägen für die Konstruktion einer Einheitslampe mit Verwendung des Kraterlichts sei der von FORREST[13]) erwähnt. Abb. 6 zeigt die Anordnung der Kohlen (zwei negative und eine positive) und des Diaphragmas *D* mit dem das zum Photometer gelangende Licht ausgeblendet wird. Die benutzte Stromstärke lag zwischen 6 und 10 Amp. Die Lichtstärke findet er zu 162 cdl./mm².

15. Der Schwarze Strahler als Einheitslichtquelle. Es ist nur natürlich, daß seit den erfolgreichen theoretischen und praktischen Untersuchungen über den Schwarzen Körper dieser wiederholt zur Herstellung einer Lichteinheit empfohlen worden ist. Da seine Strahlung von dem Material, aus dem er besteht, unabhängig ist, hat man nur die Temperatur und die Größe der strahlenden Öffnung festzusetzen. Eine solche Einheitslichtquelle ist also in der Definition außerordentlich einfach. Bei der Ausführung freilich entstehen erhebliche Schwierigkeiten, weil es nicht leicht ist, eine bestimmte hohe Temperatur mit der erforderlichen Genauigkeit herzustellen und festzuhalten.

Am häufigsten ist als feste Temperatur des Strahles die des Platinschmelzpunktes (2044° abs. nach HOFFMANN) in Vorschlag gebracht worden. Die Farbe ist hier etwa gleich der einer normal brennenden Kohlenfadenlampe, also günstiger als die der Hefner- und 10-Kerzen-Pentanlampe, freilich für die jetzigen Be-

---

[1]) S. P. THOMPSON, Phil. Mag. Bd. 36, S. 120. 1893; Electrician Bd 31, S. 592. 1893.
[2]) A BLONDEL, Bull. Soc. Int des Electr. Bd. 10, S. 132. 1893; Electrician Bd. 30, S 658. 1892/93, Bd. 32, S. 117, 145, 169. 1893/94.
[3]) ABNEY u. FESTING, Phil. Trans. Bd. 172, S. 887. 1881.
[4]) J. VIOLLE, C. R. Bd. 115, S. 1273. 1892; Journ. de phys. Bd. 2, S. 545. 1893.
[5]) Vgl. die abweichende Ansicht von W. MATHIESEN, Untersuchungen über den elektr. Lichtbogen, S. 181. Leipzig 1921.
[6]) M. REICH, Phys. ZS Bd. 7, S. 73. 1906
[7]) O. LUMMER, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik, § 193. München u. Berlin 1918.
[8]) C W. WAIDNER u. G. K BURGESS, Phys. Rev. Bd 19, S. 241. 1904.
[9]) E PODSZUS, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 21, S. 284. 1919
[10]) W. MATHIESEN, Untersuchungen über den elektr Lichtbogen, S. 119 u. 176. Leipzig 1921.
[11]) G. GEHLHOFF, ZS. f. techn. Phys. Bd. 1, S. 7. 1920.
[12]) C. MÜLLER, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 28, S. 76. 1922.
[13]) J. F FORREST, Electrician Bd. 71, S. 729, 1913.

dürfnisse nicht weiß genug (Farbtemperatur der luftleeren Metalldra
etwa 2400° abs.).

Der nächstliegende Weg, den Schwarzen Körper bei dieser Te
konstant zu halten, ist die Drahtschmelzmethode, bei der ein klein
chemisch reinen Platindrahtes, der zwischen zwei Drähte von höherem
punkt, am besten die Schenkel eines geeigneten Thermometerelements, ge
in den gleichtemperierten Hohlraum gebracht wird. Bei allmählich ges
Temperatur des Strahlers wird durch ein in dem Hohlraum liegendes
element (Halteelement) die Temperatur festgehalten, bei der das Schm
Platins eintritt. HOFFMANN[1]) hat diese Methode so ausgebildet, daß m
sie die Temperatur des Platinschmelzpunktes auf etwa 0,5° festhalt
Nach Versuchen von BRODHUN und HOFFMANN[2]) läßt sich auf die
die Lichtstärke des schwarzen Strahlers mit einer größeren Genauig
legen, als durch die Flammennormale möglich ist. Der mittlere Feh
Meßreihe betrug etwa ±0,5%. Die Leuchtdichte ergab sich zu 65,24
beim Platinschmelzpunkt.

Es sind auch Vorschläge und Versuche gemacht worden, den str
Hohlraum selbst aus Platin zu bilden und seine Lichtstärke beim Zers
für eine Lichteinheit zu verwenden. MENDENHALL[3]) empfahl, einen
kleinem Winkel aus Platinblech zu falten und durch den elektrische
bis zum Schmelzen zu erhitzen. Die aus dem Innern kommende Strahl
infolge der vielfachen Reflexionen an der Innenwand als schwarz an
IVES[4]) führte Vorversuche nach dieser Methode aus, ging aber dann da
zylindrische Körper aus Platin von 5 cm Länge, 1,25 cm Durchmes
0,2 mm Wandstärke zu benutzen, wobei die schräg aus dem Innern du
der Zylinderachse parallele schlitzförmige Öffnung austretende Strahlun
metriert wurde. Die photometrische Vergleichung wurde teils mit de
teils mit einer lichtelektrischen Zelle ausgeführt. Auf den Nachweis,
dem gewählten Ausstrahlungswinkel die austretende Strahlung wirklich
ist, wurde große Sorgfalt verwandt. IVES erhielt eine Leuchtdic
55,4 cdl/cm². Dem entsprechen 61,5 HK. Den wahrscheinlichen Fehl
Beobachtung gibt er zu 0,6% an.

WARBURG[5]) hält es für nötig, auch bei der Temperaturfestsetzu
Materialeigenschaft auszuschließen und schlägt als eine möglichst „ra
Lichteinheit einen Schwarzen Körper vor, bei dem die Normaltemper
die beliebig gewählt werden kann, auf folgende Weise hergestellt wird

Man benutzt eine Hilfstemperatur T_1, deren genauer Wert nicht ein
zu werden braucht, stellt nacheinander T_1 und T_0 angenähert (mit eine
meter) im Schwarzen Körper ein, und hält beide Temperaturen etwa m
Haltebolometer gut konstant. Man mißt dann für sie einmal das Verhäl
der Strahlungsintensitäten für eine bestimmte Wellenlänge und zweit
Verhältnis der Gesamtstrahlungen $x_{1,0}$. Dann ergibt sich, wenn man
dem Bereich befindet, in dem das WIENsche Strahlungsgesetz gilt, aus
und dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetz für die eingestellte Temperat
bei T_0:

$$T_0' = -\frac{c \log e}{\lambda} \cdot \frac{x_{1,0}^{-\frac{1}{4}} - 1}{\log y_{1,0}}.$$

[1]) FR. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 27, S. 285. 1924.

[2]) E. BRODHUN u. FR. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 37, S. 137. 1926.

[3]) C. E. MENDENHALL, Astrophys. Journ. Bd. 33, S. 91. 1911.

[4]) H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 197, S. 147, 359. 1924; I. B. K. Be
1924), S. 77.

[5]) E. WARBURG, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 19, S. 3. 1917; C. MÜLLER, ZS. f.
tungsw. Bd. 28, S. 76. 1922.

Als empfehlenswerter wird es bezeichnet, zwei Hilfstemperaturen T_1 und T_2 zu beiden Seiten von T_0 zu wählen und auch für T_2 und T_0 die angegebenen Strahlungsverhältnisse zu messen.

Bei entsprechender Bezeichnung ist dann:

$$T_0' = -\frac{c \log e}{\lambda} \cdot \frac{x_{1,0}^{-1} - x_{0,2}^{-1}}{\log y_{1,0} + \log y_{0,2}} .$$

Die sich so ergebende Temperatur T_0' wird nicht genau mit der festgesetzten Normaltemperatur übereinstimmen. Man muß dann das Verfahren für eine andere nahe bei T_0 liegende Temperatur wiederholen. Erhält man dann T_0'', so kann man aus Lichtmessungen bei T_0' und T_0'' den Helligkeitswert bei T_0 ableiten. Das Verfahren, das höchste Präzision der Messungen verlangt, wird in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt an einem Vakuum-Kohleofen erprobt.

c) Lichtschwächungen.

16. Allgemeines. Wichtige Teile jeder photometrischen Anordnung sind Vorrichtungen zur meßbaren Schwächung des Lichtes. Sie beruhen zum Teil auf den früher besprochenen Gesetzen der Lichtausbreitung. So ändert man die Beleuchtungsstärke auf einer diffus leuchtenden Fläche und damit ihre Flächenhelle meßbar, indem man den Abstand der Fläche von einer punktförmigen Lichtquelle oder ihre Neigung zu den einfallenden Strahlen meßbar ändert. Die erstere Methode, die Anwendung des Entfernungsgesetzes, wird sehr häufig benutzt, die zweite, die bei manchen photometrischen Apparaten Verwendung findet, ist allerdings wegen der beschränkten Gültigkeit des LAMBERTschen Kosinusgesetzes nicht einwandfrei. Zu einem anderen Teil beruhen die Lichtschwächungen auf physikalischen Gesetzen, die hier nicht zu besprechen sind, und schließlich liegt einer viel gebrauchten, dem Rotierenden Sektor, ein physiologisches Gesetz zugrunde.

Die Lichtschwächungen müssen im allgemeinen stetig und meßbar veränderlich sein und dienen zur Herstellung der photometrischen Einstellung. Von großem Wert sind aber außerdem konstante Lichtschwächungen von angebbarem Wert. Sie werden dazu gebraucht, den Meßbereich der veränderlichen zu verschieben, so daß mehrere Meßbereiche entstehen.

17. Das NICOLsche Prisma. Es können zwei solche Prismen hintereinander in einen Lichtstrom geschaltet sein, so daß das eine als Polarisator dient, das andere nach dem MALUSschen Gesetz den es durchdringenden Lichtstrom schwächt. Häufiger werden zwei zu vergleichende aus natürlichem Licht bestehende Lichtströme in senkrecht zueinander polarisierte verwandelt, etwa durch ein Wollastonprisma, und durchsetzen dann ein NICOLsches Prisma, durch dessen Drehung das Verhältnis der Lichtströme meßbar geändert wird. Voraussetzung für die Zuverlässigkeit dieses Verfahrens ist, daß beide Lichtströme ursprünglich keine polarisierten Bestandteile enthalten. Wir wissen aber, daß in vielen Fällen, so bei dem von glühenden Metallflächen (Metalldrahtlampen) emittierten und bei dem von spiegelnden Flächen reflektierten Licht polarisierte Bestandteile vorhanden sind. In solchen Fällen kann man sich häufig dadurch helfen, daß man das Licht depolarisiert, etwa indem man es durch eine mattierte Milchglasplatte gehen oder von einer gut zerstreuenden Oberfläche bei nicht zu großem Ein- und Austrittswinkel reflektieren läßt. Durchgang durch eine mattierte Glasscheibe depolarisiert nicht vollständig. Hat man einen teilweise polarisierten Lichtstrom mit Hilfe eines Polarisationsphotometers zu photometrieren, ohne ihn depolarisieren zu dürfen, so kann man auch so verfahren,

daß man ihn noch einer zweiten Messung unterwirft, nachdem man ihn
den Apparat) um 90° gedreht hat, und beide erhaltenen Weite mittelt.
dessen kann man natürlich auch, wenn man die damit verbundene Licht
chung in den Kauf nehmen will, zwischen die zu messende Lichtquel
den Apparat ein NICOLsches Prisma setzen, dessen Polarisationsebene
Winkel von 45° mit der des Polaiisators im Photometer bildet, und vo
zweiten Messung den Nicol um 90° drehen. Daß dies Verfahren für einfa
linear polarisiertes Licht zum Ziele führt, erkennt man ohne weiteres
auch für elliptisch polarisiertes ist es leicht zu ei weisen.

GUILD[1]) empfiehlt, zwischen Apparat und Lichtquelle eine Viertel-W
längen-Platte, am besten aus Glimmer, zu setzen, bei der die Ebene der opt
Achsen um 45° gegen die Polarisationsebene des Polarisators geneigt ist.
mißt dann bei jedem Polarisationszustand richtig. Die Methode eignet sic
nicht für gemischtes (etwa weißes) Licht, weil die Platte nur für eine best
Wellenlänge ihren Zweck erfüllen kann. Es entsteht bei gemischtem
eine Farbendifferenz, zu deren Entfernung die Einschaltung eines einigerm
monochromatischen Filters empfohlen wird, ein unzulängliches Mittel,
Anwendung zudem häufig nicht gestattet sein wird.

Ein Übelstand der Polarisationsphotometer ist, da man häufig sch
Lichtströme zu messen hat, der mit ihnen verbundene starke Lichtverlust
Ziff. 30).

18. Die Meßblende. Zwischen eine gleichmäßig leuchtende Fläche u
zu beleuchtendes Flächenstück wird eine Blende mit gewöhnlich meßba

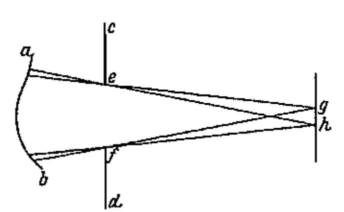


Abb. 7. Meßblende cd, durch deren Öffnung ef hindurch die gleichmäßig leuchtende Fläche ab die Fläche gh beleuchtet.

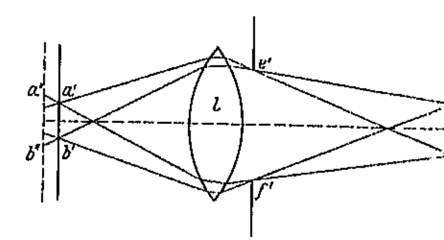


Abb. 8. Meßblende mit Linse.

änderlicher Grenze gestellt. Es sei (Abb. 7) ab eine gleichmäßig mit der Le
dichte ε HK/cm² leuchtende, dem LAMBERTschen Gesetz folgende Fläche, e
Öffnung in dem undurchsichtigen Schirm cd, gh das zu beleuchtende Flä
stück. Die Fläche ab hat dann in allen Richtungen, die nach einem P
von gh zielen, dieselbe Leuchtdichte. Die Beleuchtung von gh durch die Ble
öffnung ef hindurch wird also dieselbe sein, als wenn ef gleichmäßig mi
Leuchtdichte ε leuchtete (äquivalente Leuchtfläche). Bei der Berechnun
Beleuchtung in gh hat man mithin so zu verfahren, als ob ef (nicht ab) die
quelle wäre, die mit der Leuchtdichte ε leuchtet. Die Gestalt von ab ist, wie
erkennt, unter diesen Umständen ohne Bedeutung; die Fläche kann z. B
einem irgendwie gekrümmten, elektrisch geglühten Metallblech oder auc
einer Kugelfläche (Innenfläche einer ULBRICHTschen Kugel) bestehen.

Gleiche Verhältnisse liegen vor, wenn eine gleichmäßig leuchtende Fläch
(Abb. 8) durch eine Linse l, die sich nahe der Blendenöffnung $e'f'$, der Fläch
zugewandt, befindet, in $g'h'$ abgebildet wird. Dann leuchtet $e'f'$ in der Le
dichte von $a'b'$, abgesehen von der Lichtschwächung durch die Linse, die n

[1]) J. GUILD, Trans. Opt. Soc. Bd. 23, Nr. 3. 1921/22.

lich in Rechnung gezogen werden muß. Dieser Fall kommt deshalb so häufig vor, weil man dann für die Beleuchtung von $g'h'$ nur ein kleines gleichmäßig leuchtendes Flächenstück $a'b'$ braucht. Es ist übrigens nicht nötig, daß die Abbildung scharf ist. Es genügt, daß die Strahlenkegel, die man von jedem Punkte des Randes der Blendenöffnung nach dem Umfang des zu beleuchtenden Flächenstückes $g'h'$ ziehen kann, rückwärts verlängert, natürlich unter Berücksichtigung der Brechung der Linse, die gleichmäßig leuchtende Fläche vollständig treffen (wie bei $a''b''$ in Abb. 8).

Ist die Blendenöffnung so klein gegen die Entfernung r zwischen der Blende und dem beleuchteten Schirm, daß sie als punktförmige Lichtquelle angesehen werden kann, so ist die Beleuchtung in gh oder $g'h'$, wenn 0 die Größe der Blendenöffnung ist:

$$E = \frac{0 \cdot \varepsilon}{r^2} \text{Lx},$$

wo 0 in cm^2, r in m zu messen ist.

Hierher gehören auch Anordnungen, bei denen die Meßblende sich am Objektiv eines Fernrohrs befindet. Dann liegt die beleuchtete Fläche $g'h'$ (Abb. 8) in der Bildebene des Fernrohrs, ihr Bild also auf der Netzhaut. Das Bild der Blende $e'f'$ liegt in der Öffnung des Okulardeckels. Gewöhnlich ist dann $g'h'$ das eine Photometerfeld, und neben ihm liegt das zweite, das von einem anderen Objektiv abgebildet ist, dessen Bild gleichfalls in dem Okulardeckel entsteht. So hat man zwei Austrittspupillen, die sich möglichst decken müssen. Es ist erwünscht, daß sie nicht zu verschiedene Größe haben, weil sonst die photometrische Einstellung durch unwillkürliche Augenbewegungen beeinträchtigt wird.

Die Meßblenden haben gewöhnlich kreisrunde oder rechteckige Gestalt. Im ersteren Falle ist eine stetige Veränderung (Irisblende) mit großer Genauigkeit kaum möglich. Im zweiten Falle wird meist die Entfernung zwischen zwei gegenüberliegenden Kanten wie beim Spektrometerspalt durch eine Mikrometerschraube geändert. Ferner wird die quadratische Blendenform angewandt, bei der die Größenveränderung in der Diagonale erfolgt, so neuerdings bei dem PULFRICHschen Stufenphotometer[1]).

19. Absorbierende Substanzen. Unter den lichtabsorbierenden Substanzen, die in der Photometrie Verwendung finden, ist das Rauchglas in erster Linie zu nennen. Sein Hauptmangel besteht darin, daß es wohl stets etwas selektiv absorbiert, und zwar wird hauptsächlich das rote Licht stärker als die übrigen Farben hindurchgelassen. Stetig veränderliche Schwächung bewirkt man durch Benutzung von Keilen. Zwei entgegengesetzt liegende Keile aus derselben Substanz von gleichem Keilwinkel, von denen der eine durch eine Mikrometerschraube über den anderen geschoben werden kann, sind besonders vorteilhaft, weil sie zusammen wie eine planparallele Rauchglasplatte von veränderlicher Dicke wirken (Abb. 9). Weniger gut ist die Benutzung nur eines Keils oder die von gewöhnlichem Glas für den festen Keil zur Vermeidung der Ablenkung. Die Abhängigkeit der Lichtschwächung von der Verschiebung kann man aus dem Durchlässigkeitskoeffizienten a der Substanz und dem Keilwinkel w berechnen. Ist l (vom Nullpunkt aus gerechnet) die Verschiebung, d die dazugehörige Dickenänderung des Keils, so ist $d = l \operatorname{tg} w$,

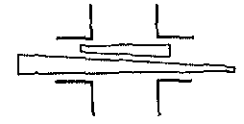


Abb. 9. Rauchglas-Doppelkeil. Gegen den kürzeren festen läßt sich der längere meßbar verschieben.

[1]) C. PULFRICH, ZS. f. Instrkde. Bd. 45, S. 35, 61, 109. 1925.

also die Durchlässigkeit, d. h. das Verhältnis des austretenden Lichtstroı
zu dem auffallenden Φ_1:

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_1} = K \cdot a^{l \operatorname{tg} w},$$

wenn K die Durchlässigkeit für $l = 0$ ist. Wegen etwaiger Inhomogeı
des Glases und mangelhafter Ebenheit der Flächen wird man aber gu
die Teilung des Keils photometrisch auszuwerten oder zu prüfen.

Es ist $d\Phi_2/\Phi_2 = \operatorname{tg} w \cdot \operatorname{lognat} a \cdot dl$. Derselben Keilverschiebung dl ents
also stets die gleiche relative Änderung des hindurchgelassenen Lichtes.]
letztere auch der Einstellungsgenauigkeit proportional ist (vgl. Ziff. 21), so
Ablese- und Einstellungsgenauigkeit an allen Stellen der Teilung in dem
Verhältnis. Wegen dieses günstigen Verhaltens und seiner Bequemli
wird der Keil trotz seiner Mängel viel benutzt.

Absorbierende Substanzen, die das Licht zum Teil zerstreuen, sind w
geeignet, weil sie nicht an beliebiger Stelle in den Strahlengang gebracht v
können. Darum kann Milchglas, das übrigens auch selektiv schwächt, ı
ganz bestimmten Verbindungen benutzt werden, für die seine lichtschwäc
Wirkung im einzelnen Falle bestimmt werden muß.

In geringem Grade besitzen den Mangel der teilweisen Lichtzerstı
auch die photographisch hergestellten Absorptionskeile. Die von GOLDB
durch feine Verteilung von Ruß (Lampenschwarz) in Gelatine hergest
Keile, die weniger selektiv für das sichtbare Spektrum sind als das gewöh
Rauchglas, werden namentlich in der Photographie viel benutzt.

Als konstante Lichtschwächungen mögen hier auch Siebe und Gitte
nannt werden, die natürlich stets so benutzt werden müssen, daß die G
mäßigkeit der Beleuchtung im Photometer erhalten bleibt. IVES[2]) hat
Anordnung angegeben, die aus zwei in geringem Abstand voneinander steh
Gittern (dunkle und helle Streifen gleich breit) auf Glas besteht. Durch Dre
der Vorrichtung um eine zur Strichrichtung parallele Achse entsteht eine
tinuierlich veränderliche, dem Drehungswinkel ungefähr proportionale D
lässigkeit.

20. Der Rotierende Sektor. Eine der wichtigsten Vorrichtungen für
bare Lichtschwächung ist der sog. Rotierende Sektor. Seine großen Vo
vor anderen derartigen Vorrichtungen bestehen darin, daß er überall in
Strahlengang gebracht werden kann, ohne diesen, abgesehen von der l
sichtigten Schwächung, zu stören oder die Natur des Lichtes zu verän
Ferner ist die vorgenommene Schwächung mit großer Genauigkeit und c
besonders einfache Rechnung angebbar.

In seiner einfachsten Form besteht der Apparat aus zwei mit je zwei symı
schen Sektorausschnitten von je 90° versehenen Kreisscheiben, die eng aneina
so auf derselben Achse sitzen, daß sie gegeneinander gedreht werden kö
Es läßt sich so jede Sektorgröße zwischen 0° und 2 × 90° einstellen. Sie
an einem Teilkreise abgelesen werden und zwar bei guter mechanischer A
mit einer Genauigkeit von etwa 0,02°. Wird der Apparat in einen in das ,
gelangenden Lichtstrom geschaltet und die Achse in genügend schnelle Rota
versetzt, so entsteht ein kontinuierlicher Lichteindruck.

Der Wert des geschwächten Lichtstromes bestimmt sich nach dem '
BOTschen Gesetz, das in der HELMHOLTZschen Fassung folgendermaßen lau

[1]) E. GOLDBERG, ZS f wiss. Photogr. Bd. 10, S 238. 1912

[2]) H. E IVES, Electr World Bd 59, S. 598 1912; Abstr. Bull. Nela I Bd. 1, S
1913, H. E. IVES u. E BRADY, Phys. Rev Bd. 4, S. 222. 1914.

Wenn eine Stelle der Netzhaut von periodisch veränderlichem und regelmäßig in derselben Weise wiederkehrendem Lichte getroffen wird und die Dauer der Periode hinreichend kurz ist, so entsteht ein kontinuierlicher Eindruck, der dem gleich ist, der entstehen würde, wenn das während einer jeden Periode eintreffende Licht gleichmäßig über die ganze Periode verteilt würde.

Daraus ergibt sich für die beschriebene Vorrichtung, wenn der ungeschwächte Lichtstrom den Wert Φ besitzt und jede der beiden Sektoröffnungen auf $\alpha°$ eingestellt ist, der Betrag des geschwächten Lichtstroms zu $\Phi \cdot 2\alpha/360$. Der Vereinfachung der Rechnung dient es, wenn jeder Quadrant anstatt in 90 in 100 Teile geteilt wird.

Da das TALBOTsche Gesetz physiologischer Natur ist, läßt sich seine strenge Gültigkeit nicht beweisen. Es ist aber so oft sorgfältig geprüft und so vielfach angewandt worden, daß an seiner Gültigkeit nicht zu zweifeln ist[1].

Der kontinuierliche Eindruck tritt für gute Beleuchtung bei etwa 40 Perioden in der Sekunde ein. Wenn eine mattweiße Fläche mit etwa 10 Lux beleuchtet wird, genügen schon 30 Unterbrechungen, also 15 Umdrehungen des oben beschriebenen Apparates. Je geringer die Beleuchtung ist, um so niedriger ist auch die erforderliche Umdrehungsgeschwindigkeit. Wird die Umdrehungszahl allmählich vermindert, so hört der kontinuierliche Eindruck auf, und es entsteht ein ungleichmäßiger, den man als Flimmern bezeichnet. Die Zahl der Perioden in der Sekunde, bei der bei steigender Rotationsgeschwindigkeit das Flimmern verschwindet, nennt man Verschmelzungsfrequenz oder kritische Frequenz. Sie wächst also mit zunehmender Helligkeit des intermittierenden Lichtes.

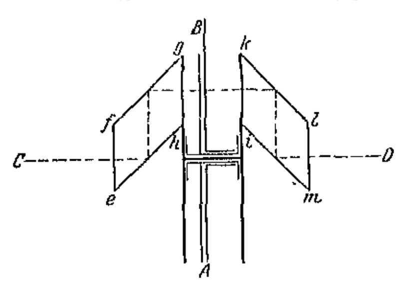


Abb. 10. Lichtschwächung durch feststehende Sektor-Vorrichtung *AB* und rotierende Glasprismen *efgh* und *iklm*.

Ein Übelstand des beschriebenen Apparats ist es, daß er keine kontinuierliche Lichtschwächung erlaubt. Es sind deshalb mehrfach Apparate konstruiert worden, die eine Veränderung der Sektorgröße während der Rotation zulassen. Sie sind zum Teil auch mit Vorrichtungen versehen worden, mit deren Hilfe man die Sektorgröße während der Rotation ablesen kann[2]. Diese Apparate sind aber sehr kompliziert und deshalb wenig im Gebrauch.

Zu einer erheblich einfacheren, wenn auch nicht ganz so allgemein anwendbaren Einrichtung gelangt man, wenn man die Lichtstrahlen durch optische Hilfsmittel um einen feststehenden Sektor rotieren läßt. Eine solche ist in Abb. 10 skizziert. Zu beiden Seiten einer ruhenden Sektorscheibe *AB* mit zwei einander gegenüberliegenden Ausschnitten, deren Achse *CD* ist, liegen symmetrisch zwei den FRESNELschen Prismen ähnliche gerade Glasparallelepipede *efgh* und *iklm*, deren Seitenflächen bei *e*, *g*, *m*, *k* einen Winkel von 45° bilden. Sie können um die Achse *CD* in Rotation gesetzt werden. In Richtung der Achse einfallende Lichtstrahlen werden dann so geschwächt, daß das hindurchgegangene Licht der eingestellten Sektorengröße proportional ist (vgl. Ziff. 31). Eine Abänderung hat BECHSTEIN bei seinem tragbaren Photometer benutzt (Ziff. 32).

---

[1]) O. LUMMER u. E. BRODHUN, ZS. f. Instrkde. Bd. 16, S. 299. 1896; E. P. HYDE, Bull. Bureau of Stand. Bd. 2, S. 1. 1906; Phys. Rev. Bd. 23, S. 185. 1906.

[2]) Z. B.: E. BRODHUN, ZS. f. Instrkde. Bd. 24, S. 313. 1904; A. H. PFUND, Journ. Frankl. Inst. Bd. 193, S. 641. 1922; H. E. IVES, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 683. 1923; E. KARRER, ebenda Bd. 7, S. 893. 1923; Bd. 8, S. 541. 1924.

Über eine Sektorscheibe mit vom Rand nach dem Zentrum zu stetig nehmender Öffnungsgröße zum Gebrauch am Spektralphotometer s. E. P. H Astrophys. Journ. Bd. 35, S. 257. 1912.

Viel gebraucht werden auch einfache Scheiben mit zwei symmetrisch lie den Sektorausschnitten, die dann konstante Lichtschwächungen darstellen, wöhnlich mit rechnerisch bequemen Werten ($\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{10}$ usw.). Gut verwend bei starken Lichtquellen ist ein solcher Sektor, der das Licht auf $^1/_{100}$ schwä

Zur Schwächung diskontinuierlichen Lichtes kann man den Rotieren Sektor natürlich nicht benutzen. Man kann sich aber, abgesehen von der Flimn photometrie, fast immer so helfen, daß man den Sektor auf der Seite der Norn oder Vergleichslichtquelle verwendet.

II. Potometrieren gleichfarbiger Lichter.

21. Das WEBER-FECHNERsche Gesetz. Wenn wir zwei nebeneinand liegende, das Licht zerstreuende Flächenstücke betrachten, die so beleuch werden, daß sie in Richtung des Auges die gleiche Leuchtdichte oder Fläch helle besitzen, so erhalten wir von beiden die gleiche Helligkeitsempfindu wir sagen, sie besitzen die gleiche Helligkeit, sie sind gleich hell. Wenn bei einen dieser Flächen die Leuchtdichte stetig geändert werden kann, so ka das Auge mit einer gewissen Genauigkeit beurteilen, wann zwei solche Fläch gleich hell sind. Diese Genauigkeit ist am größten, wenn die beiden leuchtend Flächen unmittelbar in einer scharfen Grenze aneinander stoßen, die bei Hell keitsgleichheit verschwindet. Das Kriterium der gleichen Helligkeit besteht da darin, daß beide Flächenstücke eine einzige gleichmäßig leuchtende Fläc bilden.

Über die Genauigkeit, mit der man die Helligkeitsgleichheit unter dies Umständen beurteilen kann, belehrt uns das WEBER-FECHNERsche Gesetz. H das eine leuchtende Feld die Leuchtdichte H und muß man die Leuchtdich des anderen, also den Lichtreiz, von H aus um dH vermehren oder verminder damit ein eben merklicher Empfindungsunterschied dE eintritt, so ist na dem WEBER-FECHNERschen Gesetz

$$dE = C\frac{dH}{H},$$

wo C eine Konstante ist. Also einem bestimmten Empfindungszuwachs en spricht ein konstantes Verhältnis zwischen Reizzuwachs und Reiz. D Größe dH/H, die relative Schwellenempfindlichkeit, ist ungefähr konstant f einen mittleren Helligkeitsbereich; für geringe Helligkeiten und sehr gro wächst sie. Ihr Wert wird im mittleren Helligkeitsbereich von verschiedene Beobachtern verschieden groß angegeben[1]), zu $^1/_{60}$ bis $^1/_{100}$, auch noch kleine So gibt ARAGO[2]) $^1/_{131}$ an und zwar bei Bewegung der Grenze zwischen den beide Feldern, wodurch nach ihm und anderen die Empfindlichkeit erhöht wird. Stoße die beiden Felder nicht unmittelbar aneinander, sondern liegt ein heller ode dunkler Zwischenraum oder eine unscharfe Grenze zwischen ihnen, so wir der Wert dH/H größer[3]).

---

[1]) Siehe H. v. HELMHOLTZ, Handb. d. physiol. Optik, 3. Aufl., Bd. II, S. 146. Übe die Änderung der Empfindlichkeit mit der Helligkeit s. A. KÖNIG u. E. BRODHUN, Berl Ber. 1888 (2), S. 917; 1889 (2), S. 641.

[2]) Aragos Werke, herausgeg. von HANKEL, Leipzig 1859, Bd. 10, S. 208.

[3]) Über das Verschwinden der Grenze bei Helligkeitsgleichheit in photometrischer Apparaten s. E. BRODHUN u. O. SCHÖNROCK, ZS. f. Instrkde. Bd. 24, S. 70. 1904.

Einem großen Teil der photometrischen Messungen liegen solche Einstellungen auf gleiche Helligkeit zugrunde. Apparate, die darauf beruhen, nennen wir Gleichheitsphotometer.

Eine etwas größere Genauigkeit als mit dem Gleichheitsphotometer erzielt man durch eine Anordnung der Vergleichsfelder, wobei auf das gleich starke, hellere oder dunklere, Hervortreten zweier beleuchteter Felder aus ihrer Umgebung eingestellt wird. Solche Apparate werden als Kontrastphotometer bezeichnet. Die Größe des Kontrastes, d. h. des Unterschiedes zwischen der Flächenhelle der hervortretenden Felder und der ihrer Umgebung ist für die zu erzielende Genauigkeit von Bedeutung. Je geringer er ist, um so größer ist im allgemeinen die Genauigkeit der Einstellung; indessen darf man dem Schwellenwert nicht zu nahe kommen, weil dann die Einstellungen ermüdend und dadurch unsicher werden. Bei sehr guter Helligkeit ist ein Kontrast von etwa 3,5% günstig. Meist wird jedoch aus Gründen der Einfachheit, und weil die Helligkeit im Photometer häufig gering ist, mit einem Kontrast von 8% gearbeitet, der Lichtschwächung entsprechend, die durch ein eingeschaltetes Kronglasplättchen erzeugt wird.

Die Lage der Vergleichsfelder zueinander spielt für die Genauigkeit offenbar keine große Rolle. Die gebräuchlichsten Anordnungen werden später mitgeteilt. Einige andere Konstruktionen geben den Feldern die Gestalt von Streifen, die zum Verschwinden gebracht werden. Wo diese unscharfe Begrenzungen haben, wie beim WILDschen Photometer[1], versprechen sie von vornherein keine große Genauigkeit. Günstiger sind die an der Grenze der Totalreflexion an dünner Luftschicht zwischen rechtwinkligen Glasprismen entstehenden HERSCHELschen Streifen, wie sie beim FUCHSschen Photometer[2] Verwendung finden, wegen ihrer Schärfe.

Es mag hier eingefügt werden, daß beim Gleichheitsphotometer eine Vergrößerung der Genauigkeit dadurch erreicht werden soll[3], daß die Photometerfelder von einem größeren gleichmäßig erhellten Gesichtsfeld umgeben werden. Nach IVES[4] tritt diese Wirkung nur bei sehr kleinen Photometerfeldern auf.

Photometer, die andere Kriterien für die Einstellung benutzen, können, soweit die Messung gleichfarbiger Lichtquellen in Betracht kommt, wegen ihrer geringen Genauigkeit unerwähnt bleiben. Im folgenden sind von den zahlreichen Photometerkonstruktionen für Gleichheits- und Kontrasteinstellungen nur die zur Zeit gebräuchlichsten beschrieben. Erwähnt sei außerdem als historisch wichtig das schon von LAMBERT angewandte, gewöhnlich als RUMFORDsches bezeichnete Schattenphotometer, bei dem die beiden zu vergleichenden Lichtquellen sich berührende Schatten eines Stabes auf eine weiße Wand werfen. Die Helligkeit der beiden Schatten wird durch Verschieben der einen Lichtquelle gleich gemacht.

Außer der Vergleichsvorrichtung enthält jeder photometrische Apparat noch eine Vorrichtung zur meßbaren Lichtschwächung und bisweilen eine Vergleichslichtquelle.

a) Messung der Lichtstärke.

22. Photometerbank. Die meisten Photometer sind für Messung der Lichtstärke eingerichtet. Bei vielen von ihnen erfolgt die meßbare Veränderung

[1] Z. B.: Mélanges phys. et chim. Bd. 12, S 755 1887; Bd. 13, S. 1. 1888.

[2] F. FUCHS, Wied. Ann. Bd. 11, S. 465. 1880; O. LUMMER, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 3, S 131. 1901.

[3] L. C. MARTIN, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 104, S. 302. 1923.

[4] H. E. IVES, Phil. Mag. (6) Bd. 24, S. 747. 1912.

des auf die Einstellvorrichtung fallenden Lichtstroms nach dem Entfern gesetz mit Hilfe einer Photometerbank[1]).

Diese besteht aus zwei parallelen Schienen von gewöhnlich 2,5 bis Länge, auf der sich mindestens drei Schlitten oder besser Wagen leicht wegen lassen. Eine der Schienen besitzt eine Teilung in Millimeter, und h. eine zweite quadratische. Mit Hilfe dieser zweiten kann man bei zweckmä Versuchsanordnung die Lichtstarke der zu messenden Lampe direkt in K ablesen. Die Wagen, an denen sich ein Index und nach Bedürfnis eine leuchtungseinrichtung für die Skala befindet, tragen auf in der Höhe ver baren Säulen die beiden zu vergleichenden Lichtquellen und zwischen i die photometrische Vergleichsvorrichtung, die Photometeraufsatz (auch Photometerkopf) oder auch kurz Photometer genannt wird. Die beiden ihm befindlichen, gewöhnlich mattweißen Flächen, die den Lichtquellen gewandt sind und von denen die Entfernung bis zu ihnen gerechnet wird, he Photometerschirme. Häufig sind beide Photometerschirme zu einem bei seitig mattweißen Schirm vereinigt. Schwarze, am besten mit schwarzem Sam bekleidete Schirme mit kreisförmigen Ausschnitten werden zur Abblend falschen Lichtes von dem Photometeraufsatz zwischen diesen und die Li quellen senkrecht zur Achse der Bank aufgestellt, ebensolche ohne Aussch hinter die Lichtquellen, nicht zu nahe an ihnen. Häufig ist der Photome aufsatz mit der Vergleichslichtquelle durch Schienen fest verbunden, so daß b gemeinsam gegen die zu messende Lampe bewegt werden. Dann befinden die zu diesem Teil der Anordnung gehörigen Schirme auf den Verbindun schienen und werden mitbewegt.

23. Das RITCHIEsche Photometer. Es ist hauptsächlich in der in Abb schematisch dargestellten Form bekannt. abc bezeichnet den Querschnitt du einen Keil von (meist) 90° Keilwinkel mit scha Kante und mattweißer Oberfläche. Auf die Kant wird mit Hilfe einer schwachen Lupe d eingest Gleiche Helligkeit der beiden Flächen ab und die die Photometerschirme und zugleich die V gleichsfelder darstellen, ist das Einstellungskriteri Der Keil muß sorgfältig auf der Bank justiert w den, weil das Licht der zu vergleichenden Lic quellen unter 45° auf die Photometerfelder fällt hier bereits eine geringe Neigungsänderung die Hell keit der Felder verhältnismäßig stark ändert. Eine Drehung um 1° brin wenn das LAMBERTsche Gesetz für die matten Flächen gilt, bereits eine relat Änderung der Leuchtdichten der Felder um 3,5% hervor. Deshalb sind Photometer zweckmäßiger, bei denen das Licht senkrecht auf die Schirme fä Trotzdem ist der RITCHIEsche Keil auch in neuerer Zeit zu Photometerkonstru tionen verwandt worden (s. Ziff. 57).

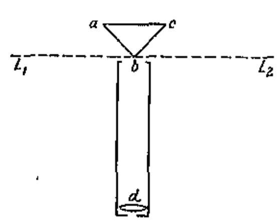


Abb 11. RITCHIEsches Photometer.

24. Das BUNSENsche Fettfleckphotometer[2]). Es besteht in der Hau sache aus einem in einem Rahmen befindlichen Blatt weißen Papiers, der d Photometerschirm bildet und in dessen Mitte, etwa aus Stearin oder Paraff ein Fettfleck mit möglichst scharfen Rändern angebracht ist. Der Rahm

---

[1]) O. LUMMER u E. BRODHUN, ZS. f. Instrkde. Bd 12, S. 41. 1892, E P. HYDE F. E. CADY, Electr. Rev. and Western Electrician 1912, Nov. 16; Abstract. Bull. Nela. R Lab Bd 1, Nr. 2, S 192. 1917.

[2]) R BUNSEN, Pogg Ann. Bd 60, S. 402 1843, FR RÜDORFF, Pogg. Ann., Jubelb S. 234 1874; A. KÖNIG, Verh d. D Phys. Ges 1886, S. 9, L. WEBER, Wied. Ann. Bd. S 676. 1887.

befindet sich auf dem mittleren Wagen der Photometerbank senkrecht zu deren Achse. Der Fettfleck läßt mehr Licht hindurch, als er reflektiert, das umgebende ungefettete Papier verhält sich umgekehrt. Man stellt ein, indem man von einer Seite schräg auf das Papier blickt und den Rahmen oder eine der Lampen verschiebt, bis der Fleck unsichtbar geworden ist. Man mißt am besten nach der Substitutionsmethode (Ziff. 27). Zu beachten ist, daß die Einstellung von der Richtung, in der man auf das Papier blickt, abhängig ist.

Gebräuchlicher als diese Photometerform ist die in Abb. 12 skizzierte. Hier sieht man in Richtung des Papierblattes $P_1 P_2$ durch die Öffnung 0 blickend in den beiden Spiegeln S_1 und S_2 beide Seiten des Fettfleckes und seiner Umgebung und stellt nun nach dem Kontrastprinzip ein, also auf gleich starkes Hervortreten des Fettflecks in beiden Bildern aus seiner Umgebung. Der Übelstand, daß die beiden Bilder räumlich ziemlich weit getrennt sind, wird durch andere Konstruktionen, bei denen Glasprismen Verwendung finden, vermieden.

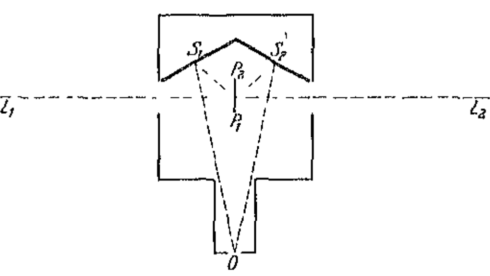


Abb. 12. BUNSENsches Photometer für Kontrasteinstellung. Beide Seiten des Fettfleckschirmes $P_1 P_2$ werden in den Spiegeln $S_1 S_2$ und gleichzeitig beobachtet.

Das BUNSENsche Photometer hat den Mangel, daß beide Teile des Photometerschirmes (ungefettetes Papier und Fettfleck) Licht reflektieren und hindurchlassen. Von jedem der beiden Teile kommt also Licht von beiden zu vergleichenden Lichtquellen ins Auge (vgl. Ziff. 53). Hierdurch wird die Empfindlichkeit des Photometers vermindert. Beim Vergleich verschiedenfarbiger Lichtquellen ist damit freilich der Vorteil verbunden, daß die Farbendifferenz herabgesetzt wird.

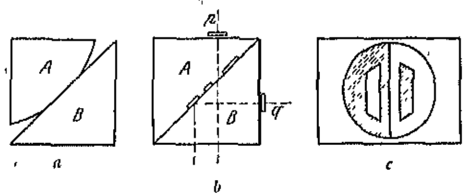


Abb. 13. *a* Photometerwürfel für Gleichheit, *b* für Kontrast, *c* Einteilung der Hypotenusenfläche des dem Auge abgewandten Prismas eines Kontrastwürfels.

25. Photometer von LUMMER und BRODHUN[1]). Sein wesentlichster Teil ist ein Glaswürfel (Abb. 13a u. b). Er besteht aus zwei rechtwinkligen Prismen, deren Hypotenusenflächen sehr gut ebengeschliffen und poliert sind. Nachdem von der Hypotenusenfläche des einen Prismas *A* bestimmte Teile der Oberfläche durch Schleifen oder Sandstrahlgebläse fortgenommen sind, werden die Prismen so fest aneinander gepreßt, daß da, wo polierte Stellen aufeinander liegen, keine Reflexion mehr stattfindet, sondern das Licht ungeschwächt hindurchgeht. An den übrigen Stellen der Hypotenusenfläche des Prismas *B* findet, wenn man senkrecht zur Kathetenfläche blickt, Totalreflexion statt. Auf diese Fläche, die das Vergleichsfeld bildet, stellt der Beobachter mit Hilfe einer Lupe ein. Die totalreflektierenden Stellen werden von der einen, die durchsichtigen von der anderen Lichtquelle indirekt erleuchtet. Das Photometer wird als Gleichheits- und als Kontrastphotometer benutzt. Beim Gleichheitsphotometer ist häufig die Hypotenusenfläche des vom Beobachter aus hinteren Prismas nur auf einem kreisförmigen Stück mit dem vorderen in Berührung, wie Abb. 13a zeigt, so daß in dem von dem totalreflektierenden Teil des Prismas *B* gebildeten Gesichtsfeldteil ein ovaler Fleck mit scharfer Grenze entsteht. Beim Kon-

[1]) O. LUMMER u. E. BRODHUN, ZS. f. Instrkde. Bd. 9, S. 23, 41, 461. 1889, Bd 12, S. 41. 1892.

trastphotometer wird häufig die in Abb. 13c gezeigte Einteilung der I nusenfläche von A gewählt. Die schraffierten Teile der Oberfläche sin genommen. Das Trapez auf der linken Seite ist totalreflektierend, das rechten Seite lichtdurchlässig. Durch eingeschaltete Glasplättchen (p in Abb. 13b) wird bewirkt, daß das von den Trapezen ins Auge gelangend um etwa 8% geschwächt wird. Die Kontrastplatten können leicht zu wandlung in ein Gleichheitsphotometer entfernt werden. Es gibt auc ordnungen für eine geringere Schwächung.

In Abb. 14 ist die in ein Metallgehäuse eingebaute Anordnung des meters gezeichnet. Mit der Lupe w wird auf die Hypotenusenfläche von B eingestellt. Das Gesichtsfeld wird beleuchtet von den beiden Seiten des un lässigen, mit mattweißen Oberflächen versehenen Photometerschirmes Hilfe der Spiegel e und f. Die totalreflektierenden Stellen leuchten also i von der rechten Lichtquelle, die durchsichtigen in dem von der linken quelle herrührenden Lichte. In nicht für Photometerbänke dienenden metern werden statt der beschriebenen Würfel auch solche benutzt, bei die Hypotenusenfläche des vorderen Prismas B versilbert und die Versilberung teilweise entfernt ist. Beide Prismen sind dann durch Kanadabalsam zusammengekittet.

26. Photometer mit Biprisma. Das in Abb. 15 bei z erkennbare Biprisma, das zuerst von v. FREY und v. KRIES für photometrische Zwecke gebraucht,

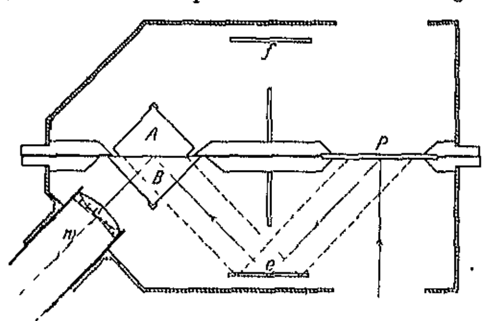


Abb. 14. Photometer nach LUMMER und BRODHUN.

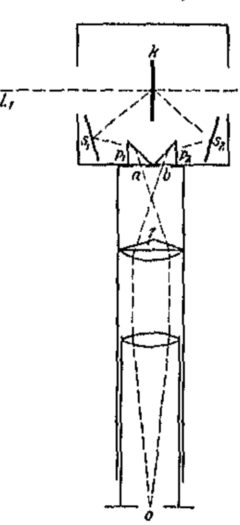


Abb. 15 Photometer nach MAR

dann von KÖNIG in seinem Spektralphotometer verwandt wurde, haben MAI und BECHSTEIN zu verschiedenen Photometerkonstruktionen benutzt. Als spiel sei die in Abb. 15 dargestellte, von MARTENS[1]) angegebene beschri Die Öffnungen a und b werden mit Hilfe von zwei totalreflektierenden Prism und p_2 und zwei Spiegeln s_1 und s_2 von den beiden Seiten des mattweißen P meterschirms K erhellt, der seinerseits von den zu vergleichenden Lichtquell und L_2 beleuchtet wird. Die angedeuteten Linsen geben zusammen mit beiden Seiten des Biprismas von den Öffnungen a und b je zwei Bilder, denen zwei, und zwar eins von a und eins von b, in der Okularöffnung (sammenfallen. Die anderen beiden Bilder sind abgeblendet. Man stellt s auf die Kante des Biprismas ein, dessen beide Seiten in dem von den b Seiten des Photometerschirms kommenden Lichte leuchten. Bei rich Justierung verschwindet die Kante des Biprismas, wenn beide Seiten g hell sind.

[1]) F. F. MARTENS, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 1, S. 278. 1899; Journ. f. Gasbeleu Bd. 43, S. 250. 1900.

Der Apparat ist mit einem etwas umgestalteten Prisma auch zum Kontrastphotometer ausgebildet worden.

27. Ausführung der Messungen. Ob eine Lichtquelle, deren Lichtstärke zu messen ist, als punktförmig für die zur Verfügung stehende Entfernung zwischen ihr und dem Photometerschirm angesehen werden kann, läßt sich stets durch Überschlagrechnung ermitteln. In einzelnen Fällen ist auch genaue Berechnung leicht, so in dem häufiger vorkommenden Falle, daß eine nach dem LAMBERTschen Emanationsgesetz strahlende kreisförmige Scheibe MN mit dem Radius ϱ und der Leuchtdichte e ein ihr paralleles Flächenelement ds (Photometerschirm) beleuchtet, das auf dem im Mittelpunkt der Scheibe errichteten Lote im Abstande r liegt (s. Abb. 16). Nach dem bei Besprechung der Meßblende Gesagten ist der auf ds fallende Lichtstrom der gleiche, als wenn sich ds im Mittelpunkte einer Kugel vom Radius $R = \sqrt{r^2 + \varrho^2}$ befände und von einer gleichmäßig mit der Leuchtdichte e strahlenden Kalotte beleuchtet würde, deren ds paralleler Schnittkreis den Radius ϱ besitzt. Dann ist aber der auf ds fallende Lichtstrom (vgl. Ziff. 7), wenn ϑ_0 der halbe Öffnungswinkel der Kalotte ist:

$$d\Phi = \pi e ds [\sin^2\vartheta]_0^{\vartheta_0} = \pi e ds \sin^2\vartheta_0,$$

eine schon von LAMBERT angegebene Beziehung. Da

$$\sin^2\vartheta_0 = \frac{\varrho^2}{r^2 + \varrho^2}$$

ist, wird

$$d\Phi = \frac{\pi e ds \varrho^2}{r^2 + \varrho^2}.$$

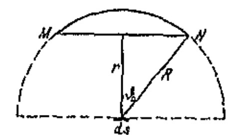


Abb. 16. Zur Berechnung der Beleuchtung eines Photometerschirmes ds durch eine Kreisscheibe MN.

Nun ist $\pi e \varrho^2$ die Lichtstärke der Scheibe in zu ihr senkrechter Richtung. Wenn man sie als punktförmige Lichtquelle ansehen würde, würde sich der auf ds fallende Lichtstrom zu $\pi e ds \varrho^2/r^2$ ergeben. Wäre $r = 1$, $\varrho = 0{,}1$, so wäre $r^2 + \varrho^2 = 1{,}01$. Man würde also in diesem sehr ungünstigen Falle, daß der Scheibendurchmesser $^1/_5$ des Abstandes vom Photometer ist, nur einen Fehler von 1% begehen, wenn man die Scheibe als punktförmige Lichtquelle behandelte. Um den unter solcher Annahme gefundenen Lichtstärkenwert zu berichtigen, muß man ihn mit $(r^2 + \varrho^2)/r^2$ multiplizieren.

Nach erfolgter photometrischer Einstellung sind (beim Gleichheitsphotometer) die Leuchtdichten der photometrischen Vergleichsfelder gleich. Daraus folgt im allgemeinen noch nicht die Gleichheit, sondern nur die Proportionalität der Beleuchtungen auf den beiden Photometerschirmen, weil diese etwas verschieden reflektieren und zwischen ihnen und dem Auge verschieden lichtschwächende Medien liegen können. Man hat also, wenn J_1 und J_2 die verglichenen Lichtstärken, r_1 und r_2 die dazugehörigen Entfernungen sind,

$$\frac{J_1}{r_1^2} = C \cdot \frac{J_2}{r_2^2}$$

und kann den Faktor C, die Apparatkonstante, die häufig nahe bei 1 liegt, durch Vertauschen der Lichtquellen eliminieren.

Anstatt so zu verfahren, kann man auch das Photometer um eine vertikale Achse drehen und von der anderen Seite der Bank beobachten. Gewöhnlich haben die Photometeraufsätze eine Einrichtung, die eine Drehung um eine horizontale Achse gestattet, so daß man von derselben Seite der Bank beobachten kann. Auch so eliminiert man die Ungleichseitigkeit in dem Photometeraufsatz. Es ist aber zu beachten, daß dabei im Gesichtsfeld oben und unten vertauscht wird und so bei nicht einfachen Gesichtsfeldern, wie beim Kontrastphotometer,

merkliche Fehler entstehen können, die von der persönlichen Auffassu[ng] der Einstellung herrühren.

Empfehlenswerter zum Eliminieren der Apparatkonstante als die Me[thode] der Vertauschung der Lichtquellen ist die sog. Substitutionsmethode, b[ei der] man die beiden Lichtquellen J_1 und J_2 nacheinander mit einer hinrei[chend] konstanten Zwischenlichtquelle J vergleicht. Diese Methode bietet m[annig]fache Vorteile, z. B. daß man durch sie auch die durch falsches Licht (Re[flexe]) etwa entstehenden Fehler leicht eliminieren kann.

28. Tragbare Photometer. Allgemeines. Neben den beschriebenen, n[ur für] Lichtstärkemessungen bestimmten Photometern gibt es eine Reihe an[derer] ohne Photometerbank benutzbarer. Sie enthalten außer der Einstellvorric[htung] eine Einrichtung zur meßbaren Schwächung des Lichts sowie eine Vergl[eichs]lichtquelle und lassen sich leicht von einem Ort zum anderen befördern. A[ußer]dem sind sie gewöhnlich auch für andere photometrische Messungen, na[ment]lich Beleuchtungsmessungen eingerichtet. Sie werden daher auch als Univ[ersal]photometer bezeichnet. Es werden wieder nur die gebräuchlichsten beschri[eben].

29. Das Milchglasplattenphotometer von LEONHARD WEBER[1]). Der v[on O] (Abb. 17) aus zu beobachtende Photometerwürfel W wird beleuchtet dur[ch die] Milchglasplatten G_1 und G, von denen sic[h die] erstere in einem horizontalen Rohre A befi[ndet]. In demselben Rohre ist am äußersten End[e die] Vergleichslichtquelle L_1 angebracht, eine Be[nzin]kerze, die auf 20 mm Flammenhöhe einzust[ellen] ist, oder eine kleine Glühlampe. Die Platt[e G_1] läßt sich in A meßbar verschieben, so daß [ihre] Entfernung r_1 von der Vergleichslichtquelle a[n einer Skala] abgelesen werden kann. Der Tubus B ist [um] die Achse von A drehbar, der ganze Ap[parat] um seine vertikale Trägersäule. B läßt sic[h da]her auf jeden beliebigen Ort richten. Die Pla[tte G] erhält ihr Licht von der zu messenden La[mpe]. Deren Lichtstärke J ergibt sich zu $J = C r^2/r_1^2$, wenn r die Entfernung zwischen G und der La[mpe]

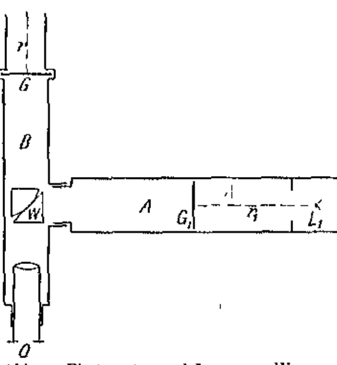


Abb. 17. Photometer nach LEONHARD WEBER.

ist. Die Konstante C wird mit Hilfe einer Lichtquelle von bekannter L[icht]stärke bestimmt. Benutzt man eine Hefnerlampe und findet die Abstän[de r] und r_1', so ist $C = r_1'^2/r'^2$. Für lichtstärkere Lichtquellen kann man b[ei G] weitere Milchglasplatten einschieben. Für jede Milchglasplattenkombina[tion] muß die Konstante besonders bestimmt werden.

Das WEBERsche Photometer hat im Laufe der Zeit verschiedene Verb[esse]rungen erfahren. Erwähnt sei hier das Tubusphotometer der Firma F[RANZ] SCHMIDT und HAENSCH in Berlin, bei dem auch das Beobachtungsrohr [mit dem] Würfel horizontal liegt und nur ein damit in Verbindung stehender, zur A[uf]nahme des Lichtes der zu messenden Lichtquelle dienender Teil drehba[r ist].

30. Polarisationsphotometer von MARTENS[2]). Es ist aus dem KÖNIGs[chen] Spektralphotometer unter Fortfall des dispergierenden Prismas entstanden, [ent]hält also wie das unter Ziff. 26 beschriebene Photometer ein Biprisma als ph[oto]metrisches Vergleichsfeld. Damit bei D (Abb. 18) von den beiden Seiten 1 u[nd 2] des Biprismas her senkrecht zueinander polarisierte Lichtströme ins A[uge] gelangen, ist das Wollastonprisma W eingeschaltet. So entstehen in der E[bene]

[1]) L. WEBER, Wied. Ann. Bd. 20, S. 326. 1883; Elektrot. ZS. Bd. 5, S. 166. 1884.
[2]) F. F. MARTENS, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 1, S. 204. 1899, Bd. 5, S. 149. 1[903].

von D mit Hilfe der Linsen O, L, H von jeder der beiden Eintrittsöffnungen a und b für das Licht vier Bilder. Von diesen im ganzen 8 Bildern fallen zwei verschiedenen Eintrittsöffnungen und verschiedenen Seiten des Biprismas zugehörige, die senkrecht zueinander polarisiert sind, in D zusammen. Die Einstellung erfolgt durch meßbare Drehung des zwischen L und W liegenden NICOLschen Prismas N. Die Öffnung b ist durch ein Milchglas bedeckt, das von der elektrischen Vergleichslichtquelle g beleuchtet wird. Die Öffnung a wird durch einen in dem drehbaren Tubus T befindlichen, der zu messenden Lampe zugewandten Gipsschirm F beleuchtet, der durch die totalreflektierenden Prismen Q und P und eine an dem letzteren befindliche Linse bei a abgebildet wird. Ist wieder r der Abstand der zu messenden Lampe von dem Schirme F, φ die Nicolstellung, wobei angenommen ist, daß $\varphi = 0$ ist, wenn das von b kommende Licht ausgelöscht ist, so ist $J = Cr^2 \operatorname{tg}^2 \varphi$, wo C wie beim WEBERschen Photometer bestimmt wird.

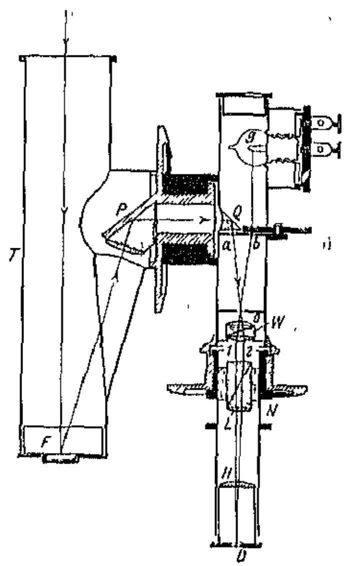


Abb. 18. Polarisationsphotometer nach MARTENS.

Für ein konstantes r ist $dJ/J = 4d\varphi/\sin 2\varphi$. Also ist die Meßgenauigkeit, soweit sie von der Ablesung abhängt, am größten für $\varphi = 45°$ und nimmt von da nach $\varphi = 0°$ und $\varphi = 90°$ ab. Die Ablesegenauigkeit des in ganze Grade geteilten Kreises mag etwa 0,1° betragen. Dieser Größe entspricht in J bei $\varphi = 45°$ eine Abweichung von 0,7%, bei $\varphi = 20°$ und $\varphi = 70°$ eine solche von 1,1%, bei $\varphi = 15°$ und $\varphi = 75°$ eine solche von 1,4%. Man sollte also durch Einschaltung konstanter Lichtschwächungen bekannter Größe die Messung stets so einrichten, daß die Ablesung zwischen 20° und 70° bleibt. Zur Vermeidung von Exzentrizitätsfehlern und zur Verminderung des Einflusses der Teilungsfehler ist es vorteilhaft, in allen vier Quadranten einzustellen und zu mitteln. Der Teil von ab bis D des Photometers, der auch für sich allein als Polarisationsphotometer bezeichnet wird, ist vielseitig für photometrische Arbeiten verwendbar.

31. Photometer mit rotierenden Prismen[1]**.** Dies Photometer besitzt als Meßeinrichtung den beschriebenen Sektor mit rotierenden Prismen (Ziff. 20) und als Vergleichsvorrichtung den Würfel. Zu beiden Seiten befindet sich ein drehbarer Tubus mit Gipsschirm, ähnlich wie bei dem vorher beschriebenen Photometer. Auf den einen Tubus kann eine elektrische Vergleichslichtquelle in Gehäuse gesetzt werden. Als konstante Lichtschwächungen lassen sich Rauchgläser einschieben, so daß verschiedene Meßbereiche entstehen. Befindet sich der Sektor zwischen Vergleichslichtquelle und Würfel, so ist, wenn g die Einstellung am Sektor ist und J und r die frühere Bezeichnung haben: $J = Cr^2 g$.

Das Photometer läßt sich auch auf der Photometerbank verwenden.

32. Photometer mit rotierender Linse. Dies von BECHSTEIN angegebene und sehr sorgfältig durchkonstruierte Instrument besitzt wie das vorige Sektormeßeinrichtung. Die Rotation des Strahlenbündels um die Achse des Sektors wird aber nicht durch rotierende Prismen, sondern durch eine exzentrisch angeordnete rotierende Linse bewirkt. Als Vergleichsvorrichtung dient der Würfel,

[1]) E. BRODHUN, ZS. f. Instrkde. Bd. 27, S. 8. 1907.

als Vergleichslichtquelle eine elektrische Glühlampe in einer kleinen, innen weißen Kugel, deren Innenwand den einen Photometerschirm bildet. Die stanten Lichtschwächungen, die zur Erzielung verschiedener Meßbereiche geschaltet werden können, sind dezimal abgestuft, wodurch die Berecl besonders einfach wird[1]).

b) Messung der Lichtverteilung.

33. Zur vollständigen Beurteilung einer Lichtquelle braucht man die K nis ihrer Lichtstärke in allen Ausstrahlungsrichtungen. Kann man die I quelle selbst in beliebiger Weise drehen, so ergibt sich die Lösung dieser gabe einfach. Es sind Lampenträger mit Teilkreisen konstruiert worden, deren Hilfe man eine in sie eingespannte Lampe einmal um eine vertikale zweitens um eine horizontale Achse meßbar drehen kann, ohne daß der der Lichtquelle sich ändert (Glühlampenwender). Man kann dann leicht zu untersuchende Ausstrahlungsrichtung auf den Photometerschirm richten die Lage der Lampe durch Teilkreisablesungen bestimmen. Derartige Ges kann man aber nur selten, z. B. bei Glühlan mit starren Fäden verwenden. Bei den mei Lampen ist diese Methode nicht anwend gewöhnlich nicht einmal bei Glühlampen dem Grunde, weil sich bei einer Drehung eine horizontale Achse die Lage der Fäden wöhnlich etwas ändert. Im allgemeinen man eine Lichtquelle nur um eine verti Achse drehen. Um Messungen in beliebig ge die Horizontalebene geneigten Ausstrahlu richtungen vorzunehmen, kann man dann verfahren, daß man die Lampe in verschiede Höhen aufhängt und den drehbaren Tu eines tragbaren Photometers auf sie rich

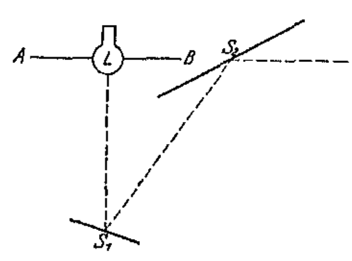


Abb. 19. Spiegelvorrichtung zur Bestimmung der Lichtverteilung einer Lampe. Die miteinander starr verbundenen Spiegel S_1 und S_2 können um eine durch die Lampe gehende horizontale Achse AB gedreht werden.

Auch Photometeraufsätze auf der Photometerbank lassen sich benut: wenn man den Photometerschirm so stellt, daß er den Winkel halbiert, die untersuchte Ausstrahlungsrichtung mit der Bankachse bildet, so die Lichtstrahlen von der Vergleichslichtquelle und der gemessenen La unter gleichen Winkeln auf den Photometerschirm fallen. Diese Verfahr die den Vorteil haben, daß man dabei ohne Spiegel oder reflektierende Prism arbeiten kann, sind jedoch unvollkommen und unbequem. Es sind desh Spiegelapparate konstruiert worden, durch die man in einfacher Weise Licht der zu messenden Lampe für jede Ausstrahlungsrichtung in das Pho meter lenken kann, ohne dessen Lage zu ändern. Abb. 19 zeigt eine sol Anordnung, bei der auch die Lampe L selbst an ihrem Platze bleibt, nur eine vertikale Achse gedreht zu werden braucht. Die starr miteinander v bundenen Spiegel S_1 und S_2 lassen sich um eine horizontale Achse, die mit Achse der Photometerbank zusammenfällt und in der die Lampe liegt, meßl drehen. Es ist freilich zu bedenken, daß die schräg gegen die Strahlenrichtu gestellten Spiegel das Licht teilweise polarisieren, also schon teilweise polarisi auffallendes Licht bei der Drehung in verschiedener Weise schwächen. Al die Fehler, die in den praktisch vorkommenden Fällen hierdurch entsteh könnten, sind zu vernachlässigen.

[1]) W. BECHSTEIN, ZS. f. Instrkde. Bd. 27, S. 178. 1907.

Man verfahrt nun gewöhnlich so, daß man mit solchem Apparat nacheinander verschiedene Poldistanzen ϑ (s. Abb. 20) etwa von 10° zu 10° einstellt und für jedes dieser ϑ unter Drehung der Lampe um eine vertikale Achse die Lichtstärken in verschiedenen gleichweit (vielleicht 18° oder 9°) voneinander entfernten Meridianen φ bestimmt. Da die meisten Lichtquellen nahezu symmetrisch zur Vertikalachse angeordnet sind, genügt es dann im allgemeinen, die Lichtstärkenmittelwerte J_ϑ für jedes ϑ anzugeben. In besonderen Fällen (bei manchen Glühlampen) kann man J_ϑ durch eine einzige Messung bestimmen, indem man die Lampe so schnell um ihre Vertikalachse rotieren läßt, daß im Photometer ein kontinuierlicher Eindruck entsteht.

Abb. 20. Zur Bestimmung der Lichtverteilung einer Lichtquelle.

Indem man diese J_ϑ in ein Polarkoordinatensystem einträgt, erhält man die Lichtverteilungskurven, die ein Bild der Lichtausstrahlung geben und die Grundlage für die Berechnung von Beleuchtungsanlagen bilden. Sind die Lichtquellen nicht hinreichend symmetrisch zur vertikalen Achse angeordnet, so muß man solche Lichtverteilungskurven für verschiedene Meridianebenen herstellen.

c) Messung des Lichtstromes.

34. Aus der Lichtverteilung. Den Gesamtlichtstrom einer Lichtquelle kann man berechnen, wenn man die Lichtverteilung kennt. Ist J die Lichtstärke, die zu den Winkeln φ und ϑ (Abb. 20) gehört, so ist, wenn man, wie jetzt üblich, die nach unten gerichtete Vertikale als Nullinie für ϑ nimmt, der Gesamtlichtstrom

$$\Phi = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} J \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi ,$$

da $\sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi$ das Flächenelement der Einheitskugel ist, und wenn man J_ϑ einführt:

$$\Phi = 2\pi \int_0^\pi J_\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta .$$

Für die Berechnung benutzt man ein graphisches Verfahren, indem man in ein rechtwinkliges Koordinatensystem die ϑ als Abszissen, die $J_\vartheta \sin\vartheta$ als Ordinaten aufträgt. Die Ausrechnung von $J_\vartheta \sin\vartheta$ vermeidet man, indem man $\cos\vartheta$ als Veränderliche einführt. Dann ist:

$$\Phi = 2\pi \int_{-1}^{+1} J_\vartheta \, d\cos\vartheta .$$

Man trägt nun auf der Abszissenachse, die sich von -1 bis $+1$ (von $-\cos\vartheta$ für $\vartheta = 0$ bis $-\cos\vartheta$ für $\vartheta = \pi$) erstreckt, die $\cos\vartheta$ für die photometrisch untersuchten ϑ ein und darüber als Ordinaten die gefundenen Lichtstärken. Eine einfache, viel benutzte Methode, diese Einteilung der Abszissenachse und die ihr entsprechende Kurve aus der in Polarkoordinaten aufgezeichneten Lichtverteilungskurve durch ein einfaches graphisches Verfahren zu erhalten, rührt von ROUSSEAU her [Rousseaudiagramm][1]).

[1]) Näheres hierüber in den angeführten Lehrbüchern der Photometrie und den Büchern über Beleuchtungstechnik.

35. Ältere Integratoren. Um die Bestimmung des Gesamtlichtstro erleichtern, ist eine Reihe von Apparaten konstruiert worden, mit dere der Lichtstrom durch eine geringe Anzahl Messungen und einfache Mitte gefunden werden kann. Der Apparat von HOUSTON und KENELLY[1]) Spiegel, die, in schneller Rotation um die quelle in einer Meridianebene herumgeführ Licht auf den Photometerschirm werfen. dem $\sin\vartheta$ proportionale Schwächung jeder stärke wird durch eine Scheibe mit Öffnung schiedener Größe bewirkt. Bei dem Appar MATTHEWS[2]) ist eine Anzahl Spiegel s_1 (Abb gleichen Winkelabständen in einem vertikalen kreise K_1 um die Lampe L herum ange Diese werfen mit Hilfe gegenüberstehender, in zweiten Halbkreise K_2 angeordneter Spiegel auf sie fallende Licht auf einen mattweißen, v stehenden Photometerschirm P, so daß es unt Einfallswinkel $\frac{\pi}{2} - \vartheta$ auffällt, wenn es unte Winkel ϑ gegen die Vertikale ausgestrahlt Wenn das Kosinusgesetz für den Schirm gilt man also auf diese Weise durch eine Messu

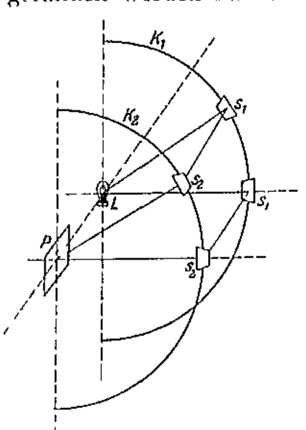


Abb. 21 Integrator nach MATTHEWS zur Bestimmung des Gesamtlichtstromes einer Lampe

Lichtstrahlung in einer vertikalen Halbebene und, wenn man die um die vertikale Achse schnell rotieren lassen kann, den Gesamtlichtstro mitteln. Unter den Konstruktionen von BLONDEL[3]) sei das Lumenmet wähnt. Hier wird das in einen räumlichen Winkel 2π oder, bei einer an Ausführung, $0{,}4\pi$ gestrahlte Licht auf einen Silberhohlspiegel geworfe es auf eine durchscheinende Platte reflektiert, die photometriert wird. auf diese Apparate einzugehen erübrigt sich, denn sie sind verdrängt w durch die ULBRICHTsche Kugel, die in sehr einfacher und vollkommener den Gesamtlichtstrom durch eine einzige Messung z stimmen gestattet.

36. Die ULBRICHTsche Kugel[4]). Sie besteht (Ab aus einer gegen die Dimensionen der zu messenden quelle L großen Hohlkugel, die innen mit mattweißem strich versehen ist. L hängt darin an beliebiger Stelle. A dem befindet sich in der Kugel ein mattweißer Schi der nur so groß ist, daß er das direkte Licht der L von einer Öffnung O abblendet. Diese ist mit einer ma ten Milchglasplatte verschlossen, deren innere Fläche lichst in der Kugelfläche liegt.

Abb 22 Die ULBRICHTsche Kugel mit innen mattweißer Oberfläche zur Bestimmung des Gesamtlichtstroms durch eine Messung. Der Schirm S blendet das direkte Licht der Lampe L von der mit einer Milchglasplatte verschlossenen Öffnung O ab, die photometriert wird

Die Lichtquelle L sende den Gesamtlichtstrom auf die Kugeloberfläche. Ein kleines Flächenstück ihr von der Größe dk m² erhalte von L den Lichts $d\Phi = B\,dk$ Lm; dann besitzt es infolge der direkten Bes lung durch L die Beleuchtung B Lx. Seine Flächen

[1]) E. J. HOUSTON u. A. E. KENELLY, Electrical World Bd. 27, S. 509 1896.
[2]) CH. P. MATTHEWS, Trans. Amer. Inst. Electr. Engin. Bd. 19, S. 1465. 1902.
[3]) A BLONDEL, C. R. Bd. 120, S. 311, 550. 1895.
[4]) R ULBRICHT, Das Kugelphotometer. München u. Berlin 1920. Die einzelne handlungen erschienen in der Elektrot. ZS. 1900—1910, die grundlegende Elektro Bd. 21, S. 595. 1900; E. B. ROSA u. A. H. TAYLOR, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr Bd. 18, S. 281. 1922.

ist also, wenn der Kugelanstrich dem Kosinusgesetz vollkommen genügt und von dem empfangenen Licht den Bruchteil ϱ zerstreuend reflektiert, also den Bruchteil $1-\varrho$ absorbiert:

$$10^{-4}\cdot\frac{B\varrho}{\pi}\ \text{HK/cm}^2.$$

Es sendet daher auf ein Flächenstück ds m² der Öffnung O den Lichtstrom:

$$ds\,dk\cdot\frac{B\varrho}{\pi}\,\frac{\cos^2\vartheta}{d^2}\ \text{Lm},$$

wenn d m der Abstand der beiden Flächenstücke und ϑ der Ausstrahlungswinkel von dk und der Einfallswinkel von ds ist. Führt man den Kugelradius von r m durch $\cos\vartheta = d/(2r)$ ein, so erhält man:

$$ds\,dk\cdot\frac{B\varrho}{\pi}\,\frac{1}{4r^2}\ \text{Lm}.$$

Man erkennt, daß diese Größe von dem Abstand der Elemente ds und dk voneinander unabhängig ist. Jedes Stück dk der Kugeloberfläche beleuchtet also die ganze Kugel in gleichem Maße. Hieraus folgt, daß die durch das an der Kugelwand zerstreute Licht entstehende indirekte Beleuchtung der Kugel durch L über die Kugelfläche konstant ist.

Die ganze Kugelfläche sendet nun auf das abgeschirmte ds infolge des direkt von L erhaltenen Lichtstromes Φ den Lichtstrom:

$$\frac{ds\,\Phi\varrho}{4r^2\pi}\ \text{Lm}.$$

Ferner erhält ds infolge der indirekten Beleuchtung der Kugel durch die hin- und hergehenden Lichtstrahlen den Lichtstrom:

$$\frac{ds\,\Phi(\varrho^2+\varrho^3+\cdots)}{4r^2\pi}\ \text{Lm};$$

im ganzen also

$$S = \frac{ds\,\Phi(\varrho+\varrho^2+\varrho^3+\cdots)}{4r^2\pi}\ \text{Lm}$$
$$= \frac{ds\,\Phi\varrho}{(1-\varrho)4\pi r^2}\ \text{Lm}.$$

Die Beleuchtung in dem abgeschirmten ds oder auch in der Öffnung O ist also:

$$\frac{\Phi\varrho}{(1-\varrho)\pi r^2}\ \text{Lx},$$

mithin Φ proportional. Kann man daher den Einfluß der Blende vernachlässigen, so lassen sich zwei Lichtquellen in bezug auf ihren Gesamtlichtstrom vergleichen, wenn man sie nacheinander in die Kugel hängt und die Öffnung photometriert.

Ist J_k die Lichtstärke oder die Leuchtdichte der Öffnung O, so wird:

$$\Phi = C J_k.$$

Um die Konstante C zu bestimmen, hängt man eine nach der beschriebenen indirekten Methode (Ziff. 33, 34) in Lm ausgewertete Normallampe in die Kugel.

Leicht erkennbare Fehlerquellen sind die mangelhafte Gültigkeit des LAMBERTschen Kosinusgesetzes für den Anstrich und die Behinderung des hin und her gehenden Lichtes durch die zu messende Lampe und den Schirm. Von ULBRICHT und anderen sind diese rechnerisch und experimentell untersucht worden. Fehler, die durch die mangelnde Gültigkeit des Kosinusgesetzes für

den Anstrich entstanden wären, sind praktisch nicht festgestellt worden. S verständlich muß der Anstrich, für den verschiedene Vorschriften ange sind, gut mattweiß sein und häufiger erneuert werden, letzteres schon de: weil der untere Teil der Kugel stärker einstaubt als der obere und so m Zeit eine ungleichmäßige Reflexion entsteht. Die Konstante muß ha bestimmt werden, weil sich das durchschnittliche Reflexionsvermögen, na lich in der ersten Zeit nach Erneuerung des Anstrichs, ziemlich schnell ä Der zur Abblendung gegen das Meßfenster dienende Schirm erhält gewöl denselben Anstrich wie die Kugel. Er wie auch die Lampe selbst geben wesentlichen Fehler, wenn die Kugel nicht zu klein im Verhältnis zu ihne wählt wird. Man verwendet deshalb vielfach recht große Kugeln, von 3 m Durchmesser. Eine Kugel von 1 m Durchmesser gilt schon als klein. sehr genaue Messungen empfiehlt sich zur Vermeidung aller Fehlerquelle Ausweg, daß man nur Lichtquellen mit nicht allzu verschiedener Lich teilung in der Kugel vergleicht.

Schwierigkeiten bietet die Messung von frei brennenden Flammen von Effektbogenlampen, die störende Dämpfe erzeugen. Man hat sie Anbringen einer Ventilationsvorrichtung zu beseitigen versucht.

Um die Öffnung zu photometrieren, hat Ulbricht ursprünglich eine P meterbank mit Aufsatz benutzt, also die Lichtstärke des Fensters geme Hierbei findet eine bedeutende Lichtschwächung statt, da das von der M glasscheibe des Meßfensters ausgehende Licht noch ein zweites Mal am P meterschirm zerstreut wird. Die kreisförmige Öffnung des Fensters muß de groß und die gemessene Lichtquelle ziemlich lichtstark sein. Wie nahe ma dem Photometeraufsatz an das Fenster herangehen darf, hängt von de anspruchten Genauigkeit der Messung ab (vgl. Ziff. 27). Im allgemeinen be man deshalb ein tragbares Photometer und verfährt wie bei Beleucht messungen (Ziff. 37), richtet aber den für solche bestimmten Tubus an auf einen Auffangschirm auf die Milchglasplatte der Kugel. Bei dieser Met braucht die Öffnung in der Kugel nur klein zu sein. Hat man sehr lichtschw Lichtquellen zu messen, so kann man die Milchglasplatte entfernen und dem tragbaren Photometer die gegenüberliegende Kugelwand photometri Man muß dann natürlich an Stelle des Fensters die photometrierte Stelle Kugelwand abschirmen. Steht kein tragbares Photometer zur Verfügung oder man vor, eine Photometerbank zu verwenden, so läßt sich leicht, z. B. mit des Photometerwürfels, eine Anordnung finden, bei der das der Kugel zugewa Photometerfeld von dem Meßfenster direkt (ohne Zwischenschaltung eines l zerstreuenden Schirmes) gleichmäßig erleuchtet wird[1]).

An die Verschlußplatte der Öffnung O sind naturgemäß dieselben forderungen zu stellen wie für den Auffangschirm bei Beleuchtungsmessu Die matt geschliffene Milchglasplatte erfüllt diese Anforderungen freilich besonders gut. Trotzdem sind Fehler durch ihre Anwendung nicht zu fürc Es ist aber z. B. nicht erlaubt, zur Erhöhung der Helligkeit im Photon die Milchglasplatte durch eine mattierte Glasplatte zu ersetzen.

Vielfach werden an Stelle der Kugel auch innen mattweiße Hohlräume and Gestalt, wie Würfel oder Würfel mit abgestumpften Ecken, wegen ihrer quemen Herstellung empfohlen. Da für solche Hohlräume nicht die einfa vorher entwickelten Beziehungen gelten, darf man sie nur mit der grö Vorsicht, z. B. bei Lampen mit nahezu gleicher Lichtverteilung, verwen

Ulbricht hat seine Methode auch für die Messung des hemisphäris Lichtstroms erweitert. Hierfür wird von der Kugel oben eine Kalotte

[1]) Vgl. Walsh, Photometry, S. 210.

geschnitten oder gut schwarz ausgekleidet, damit sie kein Licht reflektiert, und die Lichtquelle genau in die Schnittebene gebracht, wenn es sich um Lichtquellen sehr geringer Ausdehnung handelt, z. B. eine nackte Bogenlampe. Bei ausgedehnteren Lichtquellen ist es nicht einfach anzugeben, bis zu welchem Punkt sie in die Kugel getaucht werden müssen, damit der reflektierende Kugelteil gerade so viel Licht von der Lichtquelle erhält, wie der hemisphärischen Lichtstrahlung gleichkommt. ULBRICHT hat für die Bestimmung dieses Punktes (des Lichtschwerpunktes) ein besonderes photometrisches Verfahren ausgearbeitet.

d) Messung der Beleuchtungsstärke.

37. Allgemeines. Auffangschirme. Die beschriebenen tragbaren Photometer sind auch für die Messung der Beleuchtungsstärke eingerichtet. Dazu wird der bei Lichtstärkenmessungen der zu messenden Lichtquelle zugewandte Photometerschirm ausgeschaltet, teils durch Auswechslung des Tubus, der den Schirm enthält, teils durch Entfernung des Schirmes (der Milchglasplatte G beim WEBERschen Photometer, der Gipsplatte F beim MARTENSschen). Der Teil des Photometerfeldes, der von dem so beseitigten Photometerschirm Licht erhalten würde, empfängt jetzt Licht durch eine matte weiße Fläche, die an diejenige Stelle gebracht wird, deren Beleuchtung gemessen werden soll. Dies kann z. B. dadurch geschehen, daß eine besonders aufgestellte, mit mattweißem Papier bezogene Tafel von der zu messenden Beleuchtung erhellt wird. Auf sie wird der Tubus gerichtet. Anstatt einer solchen Tafel benutzt man auch kleinere diffus reflektierende Platten (z. B. von Gips), die dann mit dem Photometer festverbunden sein können. Man kann auch hindurchgelassenes Licht statt des reflektierten photometrieren, indem man eine mattierte Milchglasplatte, die Platte μ nach WEBERscher Bezeichnung, geeignet anbringt, beim WEBERschen Photometer vorn am Tubus, beim MARTENSschen an die Stelle des Gipsschirms F, und das Photometer so aufstellt, daß sie die zu messende Beleuchtung aufnimmt.

Die Vorrichtungen zur Aufnahme der zu messenden Beleuchtung, die man als Auffangschirme bezeichnet, müßten, wenn sie einwandfreie Ergebnisse liefern sollten, dem LAMBERTschen Gesetz insoweit folgen, daß für den benutzten Ausstrahlungswinkel (zwischen 0° und 45°), unter dem das Licht in das Photometer gelangt, das $\cos i$-Gesetz genau gilt. So vollkommene Auffangschirme gibt es aber nicht. Geht man von dem Wert der Ausstrahlung für $i = 0$ aus, so wird mit wachsendem i im allgemeinen, abgesehen von den Fällen, wo Spiegelung mitwirkt, die tatsächliche Ausstrahlung gegenüber der theoretisch verlangten zu klein. Bis $i = 45°$ sind die Abweichungen meist nicht groß. Besonders ungünstig verhält sich die sonst sehr bequeme Platte μ, bei der die Abweichungen für $i = 45°$ etwa 10%, bei $i = 80°$ etwa 50% betragen. Gips verhält sich günstiger; die Abweichungen sind vielleicht halb so groß.

Es sind deshalb verschiedene Versuche gemacht, die Auffangschirme zu vervollkommnen. BECHSTEIN[1]) hat die Platte μ dadurch verbessert, daß er darunter eine Halbhohlkugel aus Gips anbringt, mit einer Öffnung in der Mitte als Durchlaß des Lichtes zum Photometer. SHARP und LITTLE[2]) haben einen kompensierten Auffangschirm für durchgehendes Licht angegeben. Bei ihm ist die Auffangplatte in einem Ring von Opalglas gefaßt, das dem Photometer zugewandt ist. Das schräg einfallende Licht erhellt diesen Ring, und zwar um so

[1]) W. BECHSTEIN, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd. 58, S. 184. 1915; Elektrot. ZS. Bd. 36, S. 114. 1915. S. auch Katalog III (Photometrische Apparate) der Firma Franz Schmidt & Haensch in Berlin S., Nov. 1913.

[2]) Vgl. WALSH, Photometry S. 344.

stärker, je schräger es einfallt. Das dann von dem Ringinnern ausgehende diffuse Licht fällt auf die Auffangplatte und verstarkt das von ihr in das Photometer gesandte Licht. Durch einen tellerrandartigen Schirm wird vermieden, daß Licht aus dem dem Schirme abgewandten Halbraum auf den Ring fallen kann. Auch für reflektiertes Licht haben sie einen derartigen Schirm konstruiert. BECHSTEIN[1]) hat als Auffangschirm für reflektiertes Licht eine sehr kleine ULBRICHTsche Kugel mit einer Öffnung von etwa 40° zur Aufnahme des zu messenden Lichtes angegeben. Photometriert wird eine gegen das einfallende Licht abgeschirmte Stelle der Kugelwand. Bei dieser Vorrichtung sollen die Abweichungen vom cos i-Gesetz bis zu etwa 70° nur gering sein. Denselben Vorschlag hat neuerdings A. K. TAYLOR[2]) gemacht, anscheinend ohne von seinem Vorganger zu wissen.

Ferner soll ein Auffangschirm möglichst lichtstark sein, d. h. möglichst viel Licht ins Photometer gelangen lassen, damit auch geringe Beleuchtungsstärken gemessen werden können. In dieser Beziehung verhält sich die BECHSTEINsche Kugel am ungünstigsten, nach ihr die Platte μ, die auch in bezug auf Helligkeit durch die Halbhohlkugel verbessert wird.

Die Apparatkonstante wird bestimmt, indem man im Laboratorium auf dem Auffangschirm eine bekannte Beleuchtung herstellt. Diese Messung ist häufiger zu wiederholen, weil sich nicht allein die Lichtstärke der Vergleichslichtquelle, sondern auch das Reflexionsvermögen des Auffangschirmes ändern kann. Dieser ist daher sorgfältig vor Staub zu schützen. Als Schirm mit konstantem Reflexionsvermögen wird eine mattierte Milchglasplatte empfohlen, die mit einer nicht zu dünnen Schicht von Magnesiumoxyd bedeckt ist, wie man sie leicht überall in gleicher Weise durch Niederschlagen des beim Abbrennen von Magnesiumband entstehenden Magnesiadampfes erzeugen kann.

Bei der Ausführung von Beleuchtungsmessungen muß man darauf achten, daß weder der Apparat noch der Beobachter Teile der Beleuchtung abblendet, die gemessen werden soll.

38. Beleuchtungsmesser. Neben den tragbaren Photometern, die für häufigen Ortswechsel und schnelle Messung noch zu schwerfällig sind, gibt es besonders für die Messung der Beleuchtung bestimmte Apparate, sog. Beleuchtungsmesser. Bei ihrer Konstruktion ist besonderer Wert auf Handlichkeit und auf großen Umfang des Meßbereichs, weniger auf hohe Meßgenauigkeit zu legen. Im allgemeinen entsprechen die vorhandenen Apparate noch nicht den Anforderungen, die man an sie stellen muß, so daß sich eine eingehendere Beschreibung erübrigt. Sie tragen in einem meist leichten Gehäuse dieselben Teile, die die tragbaren Photometer enthalten (Vergleichs- und Lichtschwächungsvorrichtung sowie Vergleichslampe). Die Lichtschwächung geschieht nach verschiedenen Methoden, durch Verminderung der Lichtstärke der Vergleichslampe [WINGEN-KRÜSS[3])], durch Entfernungsänderung [MARTENS[4]), TUCK[5]), SHARP-MILLAR[6])], durch Neigung einer matten Fläche [TROTTER[7]), HARRISON[8]), der Flimmereinstellung (s. Ziff. 56) benutzt], durch Verwendung einer Blende

[1]) W. BECHSTEIN, s. Fußnote 1, S. 501.
[2]) A. K. TAYLOR, Proceedings of the Optical Convention 1926, S. 347. London 1926.
[3]) H. KRÜSS, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd. 45, S. 738. 1902.
[4]) F. F. MARTENS, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 5, S. 436. 1903; F. UPPENBORN, Elektrot. ZS. Bd. 27, S. 358. 1906.
[5]) D. H. TUCK, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 9, S. 303. 1924.
[6]) C. H. SHARP u. P. S. MILLAR, Electrical World Bd. 51, S. 1556. 1911; Illum. Eng. Bd. 5, S. 7. 1912.
[7]) A. P. TROTTER, Electrician Bd. 59, S. 274. 1907.
[8]) H. T. HARRISON, Electrician Bd. 56, S. 625. 1906.

mit diffus leuchtender, meßbar veränderlicher Öffnung, durch die der Photometerschirm beleuchtet wird [Lumeter von Dow und Mackinney[1])].

Berechtigten Anforderungen entspricht, was Bequemlichkeit der Handhabung betrifft, wesentlich besser das amerikanische Footcandlemeter[2]), das aber leider an Genauigkeit viel zu wünschen übrig läßt. In einem handlichen kastenförmigen Gehäuse befindet sich auf der einen Seite die Vergleichslampe und ein schräggestellter Spiegel; ferner sind in ihm Rheostat und Voltmeter untergebracht. Auf der Vorderseite liegen Ausschalter, Knopf zur Betätigung des Rheostaten, Skala des Voltmeters und eine Reihe in gerader Linie angeordneter Bunsenflecke, die von der Vergleichslampe mit Hilfe des Spiegels von hinten beleuchtet werden. Blickt man gerade auf die Vorderseite, so sind die der Vergleichslampe nächsten Flecke am hellsten, die entferntesten am wenigsten hell. Bei der Messung bringt man die Vorderseite an den zu untersuchenden Platz und sucht den Bunsenfleck, der dem Verschwinden am nächsten ist. Unterhalb der Flecke befindet sich die Footcandle-Skala.

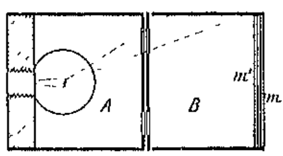


Abb. 23. Beleuchtungs- und Lichtschwächungsvorrichtung des Luxmeters von Bechstein.

Eine wesentliche Verbesserung dieses Instruments ist das Luxmeter von Bechstein[3]). Auch bei ihm sind alle erforderlichen Teile im Gehäuse untergebracht. Ihre Handhabung und jede Ablesung geschieht von außen. Die Lichtschwächungsvorrichtung, deren Einrichtung aus Abb. 23 erkennbar ist, besteht aus zwei innen mattweißen, trommelförmigen Kammern A und B, die durch eine drehbare Zwischenwand getrennt sind. A enthält die Glühlampe und in der gegenüberliegenden Kammerwand in einem Kreise angeordnete kreisrunde Ausschnitte, die ebensolchen in der anliegenden Zwischenwand entsprechen und durch die die zweite nach A zu offene Kammer von A aus beleuchtet wird. Die den Ausschnitten gegenüberliegende Wand von B wird von der Milchglasplatte m und dem davorliegenden Blauglas m' gebildet. m stellt das eine Vergleichsfeld dar und wird durch eine Öffnung im Gehäuse beobachtet, das andere, das die zu messende Beleuchtung aufnimmt, befindet sich in der Vorderwand des Gehäuses neben der Öffnung und besteht in einer mattweißen Fläche (Baryumsulfat). Die Einstellung auf Gleichheit geschieht durch Drehen der Zwischenwand, wodurch die freien Öffnungen zwischen A und B mehr oder weniger geschlossen werden können. Abgelesen wird an einer Trommel. Man erhält so einen Meßbereich von 1 bis 10 Lx. Für höhere Beleuchtungen wird das weiße Vergleichsfeld durch ein graues ersetzt, für niedrigere kann die Lichtstärke der Glühlampe durch Stromstärkeänderung herabgesetzt werden, wobei die Farbänderung, soweit nötig, wieder durch Blauglas ausgeglichen wird. So lassen sich im ganzen Beleuchtungen zwischen 0,01 und 500 Lx messen. Die Genauigkeit soll etwa 5% betragen.

Neuerdings hat Bechstein für den Apparat noch einen fernrohrartigen Aufsatz konstruiert, der zur Beobachtung der Photometerfelder dient und mehrere Schwächungsvorrichungen für das zu messende Licht enthalt. Mit Hilfe dieses Aufsatzes sollen Beleuchtungsstärken bis zu etwa 100000 Lx gemessen werden können.

Die wünschenswerte Einfachheit der Beleuchtungsmesser wird vielleicht einmal dadurch erreicht werden, daß es gelingt, radioaktive Leuchtsubstanzen von hinreichend großer und konstanter Leuchtdichte herzustellen.

---

[1]) J. S. Dow u. V. H. Mackinney, Illum. Eng. Bd. 3, S. 655. 1910.
[2]) K. Finkh, Licht u. Lampe 1922, S. 486.
[3]) W. Bechstein, Licht u. Lampe 1923, S. 207.

e) Messung der Leuchtdichte.

39. Durch Lichtstärkenmessung. Für hohe Leuchtdichten, wie sie bei Selbstleuchtern vorhanden sind, ergibt sich die Messung aus der Definition (Lichtstärke in HK/cm^2). Hat man eine ebene gleichmäßig leuchtende Fläche von leicht meßbarer Größe, so mißt man erstens ihre Lichtstärke J HK in der zu untersuchenden Richtung, zweitens ihre Größe F in cm^2 und drittens den Ausstrahlungswinkel ε. Die Leuchtdichte ist dann $J/F \cos\varepsilon$ HK/cm^2. Meist wird man die Flächengröße nicht bestimmen können; oder es strahlt nur ein Teil der Fläche gleichmäßig. Dann bringt man nahe der leuchtenden Fläche ein Diaphragma mit gemessener Öffnung von F' cm^2 an, das ein gleichmäßig leuchtendes Stück der Fläche ausblendet, und mißt die Lichtstärke J' HK des Lichtes, das durch das Diaphragma gegangen ist, wenn dieses senkrecht zur untersuchten Ausstrahlungsrichtung steht. Dann ist die Leuchtdichte J'/F' HK/cm^2. Die Entfernung bis zur Lichtquelle ist vom Diaphragma zu messen (Ziff. 18). Ist die untersuchte Fläche für das Verfahren zu klein, so bringt man zwischen Fläche und Diaphragma, nahe diesem, eine Konvexlinse an, die ein vergrößertes Bild der Fläche auf den Photometerschirm wirft. Indem man das Auge an die Stelle des Photometerschirmes bringt, überzeugt man sich, daß das Diaphragma gleichmäßig leuchtet. Den Lichtverlust durch die Linse berechnet man entweder nach den FRESNELschen Formeln, wenn man die Glasabsorption vernachlässigen kann, oder man bestimmt den Gesamtverlust durch Reflexion und Absorption durch eine besondere photometrische Messung (Ziff. 46).

40. Durch direkte Helligkeitsvergleichung. Diese Methode eignet sich für geringe Leuchtdichten, wo man mit der ersten eine zu schwache Helligkeit im Photometer erhalten würde, und ergibt sich unmittelbar, wenn man berücksichtigt, daß man bei jeder photometrischen Einstellung Gleichheit der Leuchtdichten zweier benachbarter Felder herstellt. Man kann daher eins der beschriebenen tragbaren Photometer verwenden und wie bei Beleuchtungsmessungen vorgehen, indem man an die Stelle des Auffangschirmes die auf Leuchtdichte zu untersuchende Fläche bringt. Schwierigkeiten können auch hier dadurch entstehen, daß die zu untersuchende Fläche zu klein ist. Dann muß man wieder zu optischer Abbildung greifen. Benutzt man z. B. ein Photometer, bei dem die Okularlinse ihre Brennebene im Okulardeckel hat (Ziff. 31, 32), so wird man nahe dem Tubus eine Konvexlinse setzen, in deren Brennebene dann die zu untersuchende Fläche gebracht wird, so daß also deren Bild im Okulardeckel entsteht. Beim MARTENSschen Polarisationsphotometer wird man das Bild der zu untersuchenden Fläche in die Öffnung a legen.

Zur Eichung muß man eine Leuchtdichte benutzen, die nach beiden Methoden meßbar ist. Für geringere Genauigkeit kann man auch eine mattweiße Fläche von bekanntem Reflexionsvermögen ϱ verwenden. Beleuchtet man eine solche Fläche mit N Lx, so hat sie, wenn man das LAMBERTsche Kosinusgesetz als gültig ansehen kann, die Leuchtdichte:

$$\frac{10^{-4} \cdot N \cdot \varrho}{\pi} \text{ HK/cm}^2.$$

In manchen Fällen versagen diese Methoden, z. B. bei der Aufgabe, die Flächenhelle eines glühenden Fadens zu bestimmen. Dann kann man den Faden vor einer größeren glühenden Fläche mit veränderlicher Leuchtdichte (Schwarzer Körper, Nernststift) zum Verschwinden bringen, also so auf gleiche Leuchtdichte einstellen, und danach die Leuchtdichte der größeren Fläche besonders messen.

41. Scheinwerfer. An dieser Stelle soll einiges über das Photometrieren von Scheinwerfern[1]) eingefügt werden, weil diese Aufgabe ungefähr die nämliche ist wie die der Bestimmung der Leuchtdichte für eine kleine stark leuchtende Fläche mit Hilfe von Linse und Blende. Prinzipiell ist es gleichgültig, ob man eine Scheinwerferlinse oder einen Scheinwerferhohlspiegel betrachtet, abgesehen davon, daß im letzteren Falle die Lichtquelle selbst sich in dem von dem Scheinwerfer ausgehenden Strahlenkegel befindet, was aber im folgenden unberücksichtigt bleiben soll. Ist $S_1 S_2$ (Abb. 24) ein Hohlspiegel von dem Durchmesser D und der Brennweite f, ferner $l_1 l_2$ die als Kreisfläche gedachte Lichtquelle vom Durchmesser d, so können wir den Spiegelumfang als Blendenöffnung und das von ihr umschlossene Flächenstück als in der Leuchtdichte von $l_1 l_2$ leuchtende Fläche auffassen, wenn wir von dem Reflexionsverlust an der Spiegelfläche absehen. Wir können also den Hohlspiegel wie jede andere Lichtquelle photometrieren und seine Lichtstärke in HK angeben. Dieser Satz gilt jedoch nur mit einer Einschränkung. Zeichnet man die von den Randpunkten S_1 und S_2 ausgehenden Strahlenkegel, deren innerste Strahlen sich in B schneiden, so sieht man, daß die zwischen B und dem Spiegel liegenden Punkte der Achse nicht voll von dem Spiegel beleuchtet werden. Man muß also von Achsenpunkten aus photometrieren, die weiter als B vom Spiegel entfernt sind. Ob man sich in diesem Bereich befindet, erkennt man daran, daß man in ihm den Spiegel mit seiner ganzen Fläche leuchten sieht. Rechnerisch ergibt sich die Entfernung E zwischen B und der Ebene $S_1 S_2$, die man die photometrische Grenzentfernung nennt, zu:

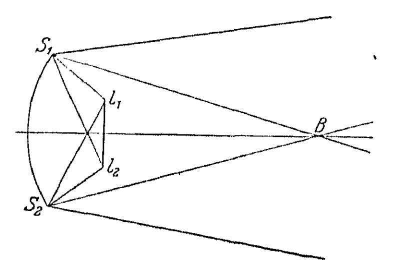


Abb. 24. Photometrierung eines Scheinwerfers. Es ist $S_1 S_2$ der Spiegel, $l_1 l_2$ die Lichtquelle, $S_1 S_2$ bis B die photometrische Grenzentfernung.

$$E = \frac{D}{d} \cdot \frac{\left(f + \frac{D^2}{16f}\right)^2}{f - \frac{D^2}{16f}}.$$

Bewegt man das Auge (jenseits von B) aus der Achse in zu ihr senkrechter Richtung, so sieht man anfangs noch die ganze Spiegelfläche leuchten. Diesen Teil des Strahlenkegels nennt man Kernlicht. Geht man noch weiter nach außen, so leuchtet nur noch ein immer kleiner werdender innerer Teil des Scheinwerfers. Diesen Teil des Strahlenkegels nennt man Randlicht. Der gesamte leuchtende Kegel heißt Streuung. Man photometriert diese Teile wie die Lichtstärke in der Achse.

Bei den großen Entfernungen, mit denen man bei Scheinwerfern zu tun hat, spielt die Absorption des Lichts durch die Atmosphäre eine Rolle. Da man zur Bestimmung dieser Absorption sehr lange Luftschichten untersuchen muß, hat man, namentlich wenn man die gewöhnlichen Lichtquellen verwenden will, die sich gut konstant halten lassen, nur eine so geringe Beleuchtungsstärke im Photometer, daß die gebräuchlichen Apparate mit lichtzerstreuenden Photometerschirmen versagen. Es sind deshalb mehrfach für diesen Zweck Anordnungen angegeben worden, bei denen die in der Photometrie viel gebrauchte MAXWELLsche Beobachtungsmethode Anwendung findet. Die von GEHLHOFF

[1]) G. GEHLHOFF, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 25, S. 35. 1919; G. GEHLHOFF u. H. SCHERING, ebenda Bd. 25, S. 83. 1919; H. ERFLE, ebenda Bd. 26, S. 4 u. 11. 1920.

und SCHERING[1]) herrührende ist aus Abb. 25 zu ersehen. Die zu vergleichenden Lichtquellen a und b, von denen a die weit entfernte sein möge, werden mit Hilfe der Linsen m und n und des Würfels W in der Pupille des Auges des Beobachters (bei P) abgebildet. Dann leuchten die Linsen in dem Lichte von a und b und können in bezug auf ihre Helligkeit durch den Würfel W verglichen werden. Die Bilder von a und b bei P müssen ganz von der Pupille aufgenommen werden. Da bei der großen Entfernung von a das Bild dieser Lichtquelle stets in der Brennebene von m liegt, ist die Beleuchtungsstärke in m umgekehrt proportional dem Quadrat der Entfernung am. Das Licht der Vergleichslichtquelle b wird durch zwei NICOLsche Prismen meßbar geschwächt. Bei dem Apparat von BUISSON und FABRY[2]) wird die meßbare Schwächung durch einen Rauchglaskeil vorgenommen.

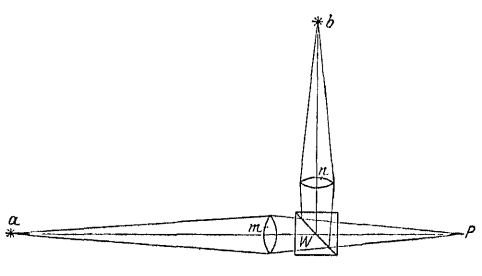


Abb. 25. Photometer von GEHLHOFF und SCHERING ohne lichtzerstreuende Photometerschirme zur Messung sehr geringer Beleuchtungsstärken.

Da die MAXWELLsche Beobachtungsweise offenbar nur auf der Seite der zu messenden Lichtquelle erforderlich ist, wenden KARRER und PORITZKY[3]) auf der der Vergleichslichtquelle einen lichtzerstreuenden Photometerschirm an. Die Beleuchtung erfolgt dort mit Hilfe von zwei kleinen ULBRICHTschen Kugeln, die in einer Öffnung von meßbar veränderlicher Größe aneinanderstoßen. Die erste Kugel wird von außen durch eine kleine Glühlampe erhellt und beleuchtet durch die Meßblende hindurch die zweite, deren Wand den Photometerschirm bildet.

f) Messung der Reflexion.

42. Spiegelnde Reflexion. Unter dem Reflexionsvermögen eines spiegelnden Körpers versteht man gewöhnlich den bei senkrechtem Auffall zurückgeworfenen Bruchteil einer Strahlung. Aber auch die Kenntnis der Reflexion für andere Inzidenzwinkel kann von Interesse sein. Da das Reflexionsvermögen im allgemeinen stark von der Wellenlänge des Lichtes abhängt, ist seine Bestimmung hauptsächlich Aufgabe der Spektralphotometrie. Jedoch sind Messungen der Reflexion für verschiedene Einfallswinkel auch mit gemischtem Lichte vielfach erforderlich, namentlich bei Spiegeln, die das Licht wenig färben, wie solchen aus Silber, Platin, Stahl. Hierfür ergeben sich naturgemäß zwei Wege, erstens die Messung einer Lichtstärke ohne und mit Zwischenschaltung des Spiegels. In diesem Falle muß der Spiegel genau auf seine Ebenheit untersucht sein; er darf keine konkave oder konvexe Krümmung aufweisen. Um den Einfluß derartiger Fehler zu vermindern, ist es zweckmäßig, den Spiegel bei der Messung nahe der Lichtquelle aufzustellen. Ferner können Riefen und Streifen in der Oberfläche, wie sie sich bei versilbertem Spiegelglas häufig zeigen, bei Verwendung einer punktförmigen Lichtquelle durch Beugung des Lichtes an ihnen Fehler verursachen. Empfehlenswerter ist deshalb der zweite Weg, nämlich die Anordnung wie bei einer Beleuchtungsmessung zu wählen und die Leuchtdichte einer diffus leuchtenden Fläche ohne und mit Zwischenschaltung des Spiegels zu messen.

---

[1]) G. GEHLHOFF u. H. SCHERING, ZS. f. techn. Phys. Bd. 1, S. 247. 1920.

[2]) H. BUISSON u. CH. FABRY, Journ. de phys. Bd. 1, S. 25. 1920; Rev. d'opt. Bd. 1, S. 1. 1922.

[3]) E. KARRER u. A. PORITZKY, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 8, S. 355. 1924.

43. Reflexion lichtzerstreuenden Flächen. Relative Messungen über die Reflexion lichtzerstreuender Flächen, sei es zwischen verschiedenen Substanzen, sei es bei derselben Substanz für verschiedene Einfalls- und Austrittswinkel, führt man am einfachsten aus, indem man mit einem tragbaren Photometer die Leuchtdichte durch direkte Vergleichung mißt. Wenn man sich auf die Fälle beschränkt, wo Einfalls- und Austrittsebene einen Winkel von 0° oder 180° miteinander bilden, kann man eine einem sehr einfachen Spektrometer ähnliche Einrichtung verwenden, wobei der Tubus des Photometers dem (feststehenden) Kollimator, eine mit Abblendschirmen versehene punktförmige Lichtquelle dem (drehbaren) Fernrohr entspricht und die zu untersuchende Fläche auf dem drehbaren Tischchen so justiert wird, daß dessen Drehachse in ihr liegt. Für andere Winkel zwischen Einfalls- und Austrittsebene braucht man eine kompliziertere Vorrichtung. Man kann sich aber auch zum Teil helfen, indem man die Lichtquelle parallel der Drehachse hebt oder senkt oder indem man den Ort des Photometers ändert und den Tubus dreht.

Die absoluten Messungen bestehen in der Bestimmung des Reflexionsvermögens ϱ, also des Verhältnisses des gesamten ausgestrahlten zu dem auffallenden Lichte. Hier interessieren in erster Linie die weißen, gut zerstreuenden Substanzen, die, wie wir sahen, dem LAMBERTschen Gesetze zwar angenähert, aber nicht vollständig gehorchen. Nimmt man die Gültigkeit des LAMBERTschen Gesetzes an, so ist die Messung des Reflexionsvermögens, wenigstens im Prinzip, einfach. Man kann dann so verfahren, daß man der zu untersuchenden Fläche eine beliebige gemessene Beleuchtung N erteilt und ihre Leuchtdichte L_ε durch Lichtstärkenmessung unter einem beliebigen Winkel ε bestimmt. Dann gilt:

$$L_\varepsilon = \frac{10^{-4} N \varrho_\varepsilon}{\pi},$$

wenn ϱ_ε das Reflexionsvermögen ist; also wird

$$\varrho_\varepsilon = \frac{10^4 \pi L_\varepsilon}{N}.$$

Die Ausführung dieser Methode bietet Schwierigkeiten, weil die Beleuchtung sehr stark sein muß, damit die Bestimmung der Leuchtdichte der untersuchten Fläche durch Lichtstärkenmessung ausgeführt werden kann. Steht eine Lichtquelle von hoher gleichmäßiger Flächenhelle, z. B. eine Glühlampe, in der ein Metallband aus Tantal oder Wolfram leuchtet (eine Bandlampe), zur Verfügung, so kann man diese Lichtstärkenmessung vermeiden und so verfahren, daß man mittels einer Linse mit Blende auf der Seite der austretenden Strahlen ein Bild der Lichtquelle auf die mattweiße Fläche wirft und die Leuchtdichte der Lichtquelle photometrisch mit der des Bildes auf der matten Fläche (nach Ziff. 40) vergleicht. Den auf diesen fallenden Lichtstrom berechnet man aus der Öffnung der Blende und ihrem Abstand von der beleuchteten Fläche unter Berücksichtigung der Lichtschwächung durch die Linse[1]).

Kompliziert werden die Verhältnisse dadurch, daß das LAMBERTsche Gesetz nicht vollkommen gilt. Wegen der Abhängigkeit der Lichtzerstreuung von der Richtung des einfallenden Lichtes muß man diese in die Definition des Reflexionsvermögens aufnehmen. Hier kommen zwei Fälle besonders in Betracht, erstens senkrechte Bestrahlung und zweitens gleichmäßige Bestrahlung von allen Seiten. LAMBERT bezeichnet das Reflexionsvermögen lichtzerstreuender Substanzen als Albedo und bezieht es auf senkrechten Lichteinfall; SEELIGER versteht unter

[1]) Vgl. F. HENNING u. W. HEUSE, ZS. f. Phys. Bd. 10, S. 111. 1922.

Albedo den zurückgeworfenen Bruchteil des von allen Seiten gleichmäßig auffallenden Lichtes.

Die Herstellung einer gemessenen Beleuchtungsstärke durch senkrechten Lichteinfall läßt sich leicht verwirklichen. Man kann dann ähnlich wie bei der Messung der Lichtverteilung (Ziff. 33) einer beliebigen Lichtquelle verfahren, also die gesamte Rückstrahlung eines gemessenen Flächenstückes durch Lichtstärkemessungen unter verschiedenen Ausstrahlungswinkeln ermitteln und

$$\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} J \sin\varepsilon\, d\varepsilon\, d\varphi$$

berechnen, wenn J die den Winkeln ε (Ausstrahlungswinkel) und φ (Azimut) entsprechende Lichtstärke ist (Ziff. 34). Einfacher ist es aber, nur die Lichtstärke des Flächenstückes für einen bestimmten Ausstrahlungswinkel (ε, φ) zu ermitteln (etwa nach den für die Bestimmung von ϱ_r angegebenen Methoden) und die Veränderung der Reflexion mit dem Ausstrahlungswinkel auf die im Anfang dieses Abschnitts angegebene Weise zu messen.

Diese Verfahren der punktweisen Bestimmung sind jedoch immer sehr umständlich.

44. Reflektometer. Einfach gestaltet sich die Messung des Reflexionsvermögens durch Benutzung einer kleinen ULBRICHTschen Kugel, wie sie mehrfach in den letzten Jahren für diesen Zweck verwandt worden ist. Als Beispiel mag das in Abb. 26 dargestellte Reflektometer von TAYLOR[1]) für absolute Messungen dienen. K ist eine ULBRICHTsche Kugel von etwa 13 cm Durchmesser, von der unten bei A ein kleines Segment von etwa 4 cm Durchmesser des Schnittkreises fortgenommen ist. Gegen die entstandene Öffnung wird die Probe, deren Reflexionsvermögen bestimmt werden soll, gelegt. Bei B befindet sich eine zweite Öffnung, durch die mit Hilfe des Rohres T, das eine Glühlampe und ein Linsensystem enthält, ein enges Strahlenbündel in die Kugel geschickt wird, so daß auf der Kugelwand gegenüber ein Lichtfleck entsteht. Und zwar kann dieser Lichtfleck entweder auf dem Probestück bei A (Stellung 1) oder nach Drehen des Rohres T um eine zur Kugelfläche in der Mitte von B senkrechte Achse auf einer anderen Stelle der Kugelwand erzeugt werden (Stellung 2). Um 90° von A entfernt befindet sich eine dritte Öffnung C, durch die eine gegenüberliegende Stelle der Kugelwand photometriert werden kann. Diese Stelle ist durch einen undurchsichtigen Schirm gegen Strahlen, die von dem Probestück bei A ausgehen, abgeschirmt.

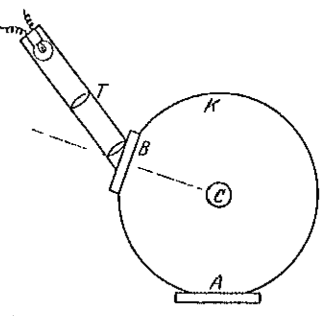


Abb. 26. Reflektometer nach TAYLOR.

In Stellung 2 liegt derselbe Fall vor wie bei gewöhnlichen Kugelmessungen, nur daß die den Lichtstrom Φ aussendende Lichtquelle außerhalb der Kugel liegt. Die Beleuchtung der photometrierten Stelle, die von direktem Lichte der Lichtquelle ja nicht getroffen wird, ist also Φ proportional, die gemessene Leuchtdichte kann also $H_2 = C \cdot \Phi$ geschrieben werden, wo C die Kugelkonstante ist. Bei Stellung 1 kann man die direkt beleuchtete Stelle auf der Probeplatte als Lichtquelle ansehen. Ihr Lichtstrom ist $\varrho \cdot \Phi$, wenn ϱ das Reflexionsvermögen

[1]) A. H. TAYLOR, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 405, Bd. 17, S. 1. 1921.

der Probeplatte ist. Da die photometrierte Stelle der Kugelwand gegen den Lichtfleck abgeschirmt ist, wird die Leuchtdichte jetzt $H_1 = C \cdot \varrho \cdot \Phi$. Also ist $\varrho = H_1/H_2$.

Sharp und Little[1]) geben eine ähnliche Methode an; aber hier ist die Beleuchtungsvorrichtung fest in einer der Stellung 2 entsprechenden Lage und das Photometer beweglich, so daß es abwechselnd auf die Probeplatte (Stellung a) und eine andere Stelle der Kugel (Stellung b) gerichtet werden kann. Außerdem ist jetzt die Probeplatte gegen direkte Bestrahlung durch den Lichtfleck geschirmt. In Stellung b liegt offenbar derselbe Fall vor wie vorher in Stellung 2. Wir wollen aber die Konstante der Kugel $\varrho' C'$ schreiben, wo ϱ' das Reflexionsvermögen der Kugelwand ist. Dann ist die gemessene Leuchtdichte $H_b = \varrho' C' \cdot \Phi$. Bei der Stellung a können wir annehmen, daß der Lichtfleck, der ja den Lichtstrom $\varrho' \Phi$ aussendet und gegen die jetzige Meßstelle abgeblendet ist, die Lichtquelle bildet. Die Konstante ist aber nun $\varrho C'$ zu schreiben, wenn wieder ϱ das Reflexionsvermögen der Prüfplatte ist. Also wird die jetzt gemessene Leuchtdichte $H_a = \varrho C' \cdot \varrho' \Phi$ sein. Daraus folgt: $\varrho = H_a/H_b$. Karrer[2]) hat dann diese Methode noch weiter dadurch vereinfacht, daß er die beiden gemessenen Stellen unmittelbar nebeneinander legt und mit dem Martensschen Polarisationsphotometer das Verhältnis der beiden Leuchtdichten bestimmt. Er braucht also nur eine Messung.

Wie man sieht, entspricht die beschriebene Taylorsche Methode ungefähr dem Fall, daß das Probestuck nahezu senkrecht bestrahlt und seine allseitige Rückstrahlung gemessen wird. Umgekehrt wird bei den beiden anderen Methoden das Probestück allseitig bestrahlt und seine Ausstrahlung in etwa senkrechter Richtung gemessen. Das ist also ungefähr der Fall, der bei Beleuchtungsmessungen vielfach vorliegt.

Bei der vorhergehenden Darstellung ist vorausgesetzt worden, daß das Probestück nur einen sehr kleinen Teil der Kugeloberfläche bildet. Zeitlich vor dem in Abb. 26 dargestellten Reflektometer hat Taylor[3]) ein anderes mit wesentlich größerer Prüffläche beschrieben. Die abgeschnittene Kalotte betrug hier $^1/_{10}$ der Kugeloberfläche. Das hat den Vorzug, daß die Probeplatte nicht sehr gleichmäßig in der Oberflächenbeschaffenheit zu sein braucht, was für technische Zwecke wichtig ist, aber den Nachteil, daß die Formeln wesentlich komplizierter sind. Taylor verwendet diesen Apparat hauptsächlich für relative Messungen und benutzt zur Eichung Platten aus Magnesiakarbonat, deren Reflexionsvermögen vorher genau bestimmt war. Er erhielt als Wert für das Reflexionsvermögen 0,98 bis 0,99.

Es sei noch erwähnt, daß Henning und Heuse[4]) zur Messung des Reflexionsvermögens von niedergeschlagenem Magnesiumoxyd für im wesentlichen senkrechten Lichteinfall folgendes Verfahren angewandt haben. In einem innen mit Magnesia ausgekleideten Rohre ist axial ein glühender Platindraht angebracht. Aus einer vergleichenden Messung der Leuchtdichte des Platindrahtes und der beleuchteten Innenwand des Rohres mit Hilfe eines Loches in der Rohrwand wird das Reflexionsvermögen berechnet. Es wurde bei rotem Lichte mit dem Pyrometer gemessen und $R = 0{,}95$ gefunden.

---

[1]) C. H. Sharp u. W. F. Little, Trans. Illum. Eng. Soc. N. J. Bd. 15, S. 802. 1920.

[2]) E. Karrer, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 415, Bd. 17, S. 203. 1921. In dieser Abhandlung auch eine Übersicht über die hierhergehörigen Methoden.

[3]) A. H. Taylor, Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 16, Nr. 391, S. 421. 1920; Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 9. 1920, s. auch R. Ulbricht, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 27, S. 51. 1921.

[4]) F. Henning u. W. Heuse, ZS. f. Phys. Bd. 10, S. 111. 1922.

g) Messung der Absorption und der Durchlässigkeit.

45. Absorption durchsichtiger Substanzen. Fällt ein Lichtstrom auf eine lichtdurchlässige Platte, so wird ein Bruchteil ϱ reflektiert, teils an der Eintrittsfläche, teils im Innern, teils an der Austrittsfläche, ein anderer Teil τ tritt aus und der Rest α wird in der Platte absorbiert. Man nennt ϱ das Reflexionsvermögen, α das Absorptionsvermögen und τ die Durchlässigkeit der Platte. Es ist also $\varrho + \alpha + \tau = 1$. Für Substanzen, die kein Licht hindurchlassen, gilt dann $\varrho + \alpha = 1$ (vgl. Ziff. 3).

Neben der Durchlässigkeit τ der Platte ist bei durchsichtigen Substanzen noch von Bedeutung die Durchlässigkeit τ' der absorbierenden Schicht. Man erhält aus dieser Schichtdurchlässigkeit τ' den Durchlässigkeitskoeffizienten a, der durch die Gleichung $\tau' = a^d$ definiert ist, wenn d die Schichtdicke bedeutet, und der ein Maß für die Absorption der Substanz in der Einheit der Schichtdicke ist.

Die Aufgabe, die Durchlässigkeit durchsichtiger Substanzen zu messen, gehört (wie die in Ziff. 42 behandelte) im allgemeinen der Spektralphotometrie an. In vielen Fällen (Rauchgläser, optische Gläser) aber ist auch die Kenntnis der Durchlässigkeit für gemischtes Licht wichtig. Auch hier kann man die Substanz, die die Form einer planparallelen Platte haben muß, entweder zwischen eine punktförmige Lichtquelle und einen Photometerschirm oder zwischen eine gleichmäßig beleuchtete Fläche und den Tubus eines für Beleuchtungsmessungen hergerichteten Photometers setzen. Im ersteren Falle ist zur Vermeidung einer Linsenwirkung darauf zu achten, daß die Oberflächen gut eben sind. Ferner können Schlieren und Inhomogenitäten hier leichter Fehler verursachen als bei der zweiten Anordnung. Für die Entfernungsmessung bei der ersten Methode ist zu berücksichtigen, daß durch Einführung der Substanz eine Wegverkürzung um $d\,(n-1)/n$ eintritt, wo d die Schichtdicke und n das Brechungsvermögen ist.

Man photometriert mit und ohne Einschaltung der Platte und erhält dadurch τ, einen Wert, der z. B. in Betracht kommt, wenn die Platte als photometrische Lichtschwächung benutzt werden soll. Will man $\tau' = a^d$ erhalten, so muß man beachten, daß ein Lichtverlust durch Reflexion nicht allein an der ersten, sondern auch an der zweiten Oberfläche stattfindet und daß durch das hin- und hergehende Licht der Betrag des austretenden Lichtes wieder vermehrt wird.

Kennt man den Brechungsexponenten n der Substanz, so kann man den Betrag ϱ', der an der Eintrittsfläche reflektiert wird, nach den FRESNELschen Formeln berechnen. Es ist dann, wenn der Lichtstrom $\Phi = 1$ auf die Platte fällt, der eindringende Lichtstrom $\Phi_1 = 1 - \varrho'$. Hat man nun eine nicht absorbierende planparallele Platte, so ist der aus der Platte austretende Lichtstrom, wenn man die beim Hinundhergehen entstehenden Reflexionsverluste berücksichtigt:

$$\tau = \Phi_1^2 (1 + (1 - \Phi_1)^2 + (1 - \Phi_1)^4 \ldots)$$
$$= \frac{\Phi_1}{2 - \Phi_1},$$

während man, wenn man nur den Reflexionsbetrag an der Eintritts- und den ersten an der Austrittsfläche berücksichtigt:

$$\tau = \Phi_1^2$$

erhält, eine meist genügende Annäherung.

Für eine absorbierende Platte wird der Ausdruck etwas komplizierter, nämlich:

$$\tau = \frac{\Phi_1^2 a^d}{1 - a^{2d}(1 - \Phi_1)^2}\,^{1)}.$$

Man kann aber mit ausreichender Genauigkeit zur Berechnung von $a^d = \tau'$ bei schwacher Absorption:

$$\tau = \frac{\Phi_1 a^d}{2 - \Phi_1}$$

und bei stärkerer Absorption:

$$\tau = \Phi_1^2 a^d$$

setzen. Eine zweite Methode, den Lichtverlust durch Reflexion zu eliminieren, die in Betracht kommt, wenn man n nicht kennt, besteht darin, daß man zwei Platten verschiedener Dicke d_1 und d_2 benutzt. Sind τ_1 und τ_2 die dazugehörigen Durchlässigkeiten der Platten, so ist nach einer der letzten beiden Formeln:

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = a^{d_1 - d_2}.$$

Da man auch hier eigentlich die drittletzte Formel für τ benutzen müßte, begeht man freilich einen kleinen Fehler; er ist aber sehr gering (höchstens 0,16% bei $n = 1,5$).

46. Lichtverlust in optischen Systemen. Die Bestimmung des Lichtverlustes durch Absorption und Reflexion in optischen Systemen (Einzellinsen, Objektiven, Fernrohren) läßt sich nicht in derselben Weise wie bei durchsichtigen Platten ausführen, weil der Lichtstrom durch die Einschaltung der Linsen eine starke Änderung erfährt. Man kann aber auch hier so verfahren, daß man die Leuchtdichte einer leuchtenden Fläche mit und ohne Zwischenschaltung des optischen Systems vergleicht. Hierbei kann man wieder beide Methoden unterscheiden, die bei der Leuchtdichtemessung unterschieden wurden, Benutzung der Anordnung für Lichtstärkemessung und der für Beleuchtungsmessung.

Bei Verwendung der ersteren kann man die Vorstellung zugrunde legen, daß man den Photometerschirm durch eine Blendenöffnung beleuchtet, hinter der sich eine gleichmäßig stark leuchtende Fläche befindet. Zwischen Blende und Fläche können dann die optischen Systeme eingeschaltet werden.



Abb. 27. Zur Bestimmung der Lichtdurchlässigkeit einer Linse.

Um z. B. die Durchlässigkeit der Linse (des photographischen Objektivs) L zu messen, kann man die Anordnung Abb. 27 benutzen. Man vergleicht den von F durch die Öffnung von B auf den Photometerschirm S fallenden Lichtstrom mit und ohne Einschaltung von L. Natürlich müssen alle von den Randpunkten der Blendenöffnung zu dem in Betracht kommenden Teil des Photometerschirms gehenden Strahlen rückwärts verfolgt die Fläche F in beiden Fällen treffen. Dies wird man am sichersten erreichen, wenn man F ungefähr in der Brennebene von L bei der einen und nahe an B bei der anderen Messung anbringt.

Will man nach derselben Methode die Durchlässigkeit eines auf unendlich eingestellten Fernrohres messen, so kann man ähnlich nach der Anordnung der

---

1) Siehe z. B. G. u. H. Krüss, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse, 1. Aufl., S. 239. Hamburg u. Leipzig 1891; G. G. Stokes, Proc. Roy. Soc. Lond. Bd. 11, S. 545. 1862.

Abb. 28 verfahren, wo F, S, B die frühere Bedeutung haben und L_1 u
Linsen sind, deren Brennebenen in S und F liegen, so daß F in S abge
wird. Für die Messung mit Fernrohr bringt man dieses zwischen B und
an, daß die Austrittspupille in B liegt. Die Öffnung von B muß kleiner se
die Austrittspupille, und das in S entstehende Bild der Gesichtsfeldblend
Fernrohres darf nicht kleiner sein als der benutzte Teil des Photometersch

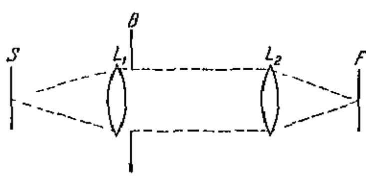


Abb. 28. Zur Bestimmung der Lichtdurchlässigkeit eines Fernrohrs.

Aus diesem Grunde empfehlen sich fü Messung tragbare Photometer, wie die Ziff. 31 und 32 aufgeführten, wo nur kleine Flächenstücke (wenige Quadrat meter) des Photometerschirms beleucht sein brauchen. Hat man ein Prismenfer zu untersuchen, so muß man natürlich L F seitlich verschieben, wenn es einges tet ist.

Faßt man die Teile S, L_1, B als Auge auf (S Netzhaut, L Augenlinse, B Pu
so ist die Anordnung dem Fall vergleichbar, daß man mit auf unendlich a
modiertem Auge und derselben Pupillenöffnung einmal nur durch L_2 und zwe
durch das Fernrohr und L_2 nach F sieht. Die Helligkeit von F ist ja unabhä
von der Vergrößerung, also, abgesehen von dem Lichtverlust im Fernrol
beiden Fällen gleich, wenn die Austrittspupillen gleich sind.

Bei der zweiten Methode, der der direkten Helligkeitsvergleichung,
man nach Entfernung des Photometerschirmes eine Messung der Leuchtd
eines gleichmäßig leuchtenden Schirmes F zuerst ohne und dann mit Einschal
des optischen Systems aus, wobei man darauf zu achten hat, daß die von
Grenze des Photometerfeldes zur Austrittsöffnung im Okulardeckel gehe
Strahlen rückwärts verlängert in beiden Fällen sämtlich den Schirm F tre
Ob dies der Fall ist, kann man durch starke Beleuchtung des Okulardec
erkennen, wenn man die Beleuchtung des Schirmes F gelöscht hat. Im einze
hängt die Wahl der Anordnung von der besonderen Art des zu untersuche
Systems ab. Besonders geeignet sind für diese Methode Photometer mit geri
Öffnungswinkel, wie z. B. das MARTENSsche Polarisationsphotometer[1]).

Empfehlenswert ist es, auch bei dieser Methode durch Hilfslinsen e
übersichtlichen Strahlengang herzustellen. Dies kann man z. B. bei den Ph
metern mit Sektor (Ziff. 31, 32), bei denen die Austrittsöffnung in der Br
ebene der Lupe liegt, dadurch erreichen, daß man zwischen dem Schirm F
dem Photometer eine Linse einschaltet, in deren Brennebene F liegt. I
wird F im Okulardeckel abgebildet, und diese Abbildung bleibt bei Einschalt
eines Fernrohres zwischen Linse und Photometer, natürlich unter Ände
der Vergrößerung, erhalten. Beim Polarisationsphotometer müßte man
Linsen einschalten, in deren Brennebenen einerseits F und andererseits
Eintrittsöffnung des Photometers liegt. Zwischen die Linsen wird dann
Fernrohr geschaltet.

Um kein zu kleines Gesichtsfeld zu erhalten, wird man im allgeme
das Fernrohr so aufstellen müssen, daß das Objektiv dem Beobachter
gewandt ist.

Für die Herstellung eines gleichmäßig leuchtenden Schirmes kann wi
eine kleine ULBRICHTsche Kugel mit großer Öffnung dienen, die durch
Milchglasplatte geschlossen ist.

---

[1]) F. E. WRIGHT, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 2/3, S. 65. 1919; J. GUILD, Trans.
Soc. Bd. 23, Nr. 3. 1921/22.

Aus der Durchlässigkeit $\tau = H_2/H_1$, wo H_2 und H_1 die gefundenen Leuchtdichten mit und ohne Fernrohr sind, ergibt sich der Lichtverlust zu $V = 1 - \tau$.

47. Lichtdurchlässigkeit durchscheinender Substanzen. Die Lichtzerstreuung des von durchscheinenden Substanzen hindurchgelassenen Lichtes läßt sich durch punktweise Messung in derselben Weise untersuchen wie die Reflexion lichtzerstreuender Substanzen. Auch die Durchlässigkeit einer Platte, also das Verhältnis des hindurchgegangenen zerstreuten Lichtes zu dem auffallenden läßt sich ebenso berechnen. Freilich wird man hierbei von der Annahme der Gültigkeit des LAMBERTschen $\cos\varepsilon$-Gesetzes von vornherein absehen, da die lichtdurchlässigen Substanzen dies Gesetz noch weniger befolgen als die reflektierenden.

Auch für die Bestimmung der Durchlässigkeit ist die ULBRICHTsche Kugel mit Erfolg benutzt worden. TAYLOR[1]) führt solche Messung mit dem in Abb. 26 gezeigten Reflektometer in folgender Weise aus. Es werden zunächst zwei vorbereitende Messungen in Stellung 2 der Beleuchtungsvorrichtung T ausgeführt, eine, ohne daß die Öffnung bei A geschlossen ist, und eine, nachdem sie durch die Versuchsplatte geschlossen ist. So werden sich infolge der Reflexion an der Platte, die bei der zweiten Messung mitwirkt, zwei etwas verschiedene Kugelkonstanten ergeben. Sind die gefundenen Leuchtdichten H_1 und H_2, so mag sein: $H_1 = C_1\Phi$, $H_2 = C_2\Phi$. Nun wird die Lichtquelle in T gelöscht, die Platte bei A entfernt und durch die Öffnung bei A ein Lichtstrom Φ_1 in die Kugel geschickt, der an der Stelle, wo er in die Kugel tritt, enger als die Öffnung bei A sein muß. Die photometrische Messung ergebe $H_3 = C_1\Phi_1$. Darauf wird die Probeplatte bei A aufgesetzt, ohne daß im übrigen etwas geändert wird. Erhält man jetzt $H_4 = C_2 \cdot \tau \cdot \Phi_1$, wo τ die Durchlässigkeit der Platte bedeutet, so wird:

$$\tau = \frac{H_1 \cdot H_4}{H_2 \cdot H_3}.$$

Den Lichtstrom Φ_1 kann man den Zwecken der Messung anpassen, indem man z. B. auf die Probeplatte ein enges Strahlenbündel senkrecht fallen läßt oder einen von allen Seiten auftreffenden Lichtstrom. Im letzteren Falle kann eine zweite K ähnliche Kugel benutzt werden, die bei A gegen K gesetzt wird[2]).

48. Schwärzungsmessungen an photographischen Platten. Die Messung der Durchlässigkeit von entwickelten photographischen Platten wird genau wie die einer durchsichtigen Platte ausgeführt. Es entstehen aber gewisse Schwierigkeiten dadurch, daß die photographische Platte tatsächlich nicht wie ein Rauchglas völlig durchsichtig ist, sondern einen Teil des auffallenden Lichtes zerstreut. Man wird daher erstens je nach der Art des auffallenden Strahlenbündels ein verschiedenes Ergebnis erhalten, also z. B. ob man das Licht nahezu senkrecht auf die Platte sendet oder von allen Seiten einfallen läßt. Beide Verfahren werden angewandt, das letztere, indem man unmittelbar an der photographischen Schicht, der Lichtquelle zugewandt, eine Milchglasplatte einschaltet. Zweitens wird das Ergebnis abhängen von der Öffnung des austretenden Strahlenbündels, das gemessen wird. Zur Messung gelangt der Strahlenkegel, der ungefähr senkrecht zur Platte austretend auf die optischen Teile des Photometers fällt. Dabei ist eine Fehlerquelle zu beachten, die entsteht, wenn nicht nur der photometrierte Plattenteil, sondern auch seine Umgebung beleuchtet wird. In diesem Falle kann das Licht, das von dem beleuchteten Plattenstück auf die nächsten Photometerteile fällt, dann von diesen auf die Platte zurückgeworfen und dort zum Teil

[1]) A. H. TAYLOR, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 405, Bd. 17, S. 1. 1921.

[2]) Siehe auch E. KARRER, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 415, Bd. 17, S. 203. 1921.

zerstreut wird, zu einem Fehler Anlaß geben, insbesondere wenn sich die Dichtigkeit der Platte schnell mit dem Ort ändert [SCHWARZSCHILD-VILLIGERscher[1]) Fehler]. Man vermeidet ihn, indem man durch eine unmittelbar an der Platte angebrachte Blende bewirkt, daß nur das zu messende Plattenstück beleuchtet wird.

Unter den Apparaten für Schwärzungsmessung sei zunächst der MARTENSsche Dichtigkeitsmesser[2]) genannt. Ein zur Aufnahme der photographischen Platte bestimmter quadratischer Tisch trägt in der Mitte eine Öffnung, die durch eine Milchglasplatte geschlossen werden kann und von unten beleuchtet wird. Darüber befindet sich ein MARTENSsches Polarisationsphotometer, dessen eine Öffnung Licht von der photographischen Platte her erhält, während die andere mit Hilfe eines totalreflektierenden Prismas seitlich erleuchtet wird, und zwar kann man beide Photometeröffnungen von derselben seitlich aufgestellten Lampe aus beleuchten, um den Einfluß der Lichtschwankungen der Lampe auszuschließen. Bei einer späteren Konstruktion[3]) wird die Beleuchtung beider Felder durch eine kleine ULBRICHTsche Kugel bewirkt, in der zwei elektrische Glühlampen brennen.

49. Mikrophotometer. Die Verwendbarkeit des MARTENSschen Apparates setzt voraus, daß nicht zu kleine gleichmäßig beleuchtete Stücke der Platte zu messen sind; man hat aber häufig in der Spektroskopie, Astrophysik, Astronomie Platten mit schneller Dichtigkeitsänderung zu photometrieren. Apparate, die für solche Messungen geeignet sind, nennt man Mikrophotometer. Der älteste derartige Apparat ist das Mikrophotometer von J. HARTMANN[4]).

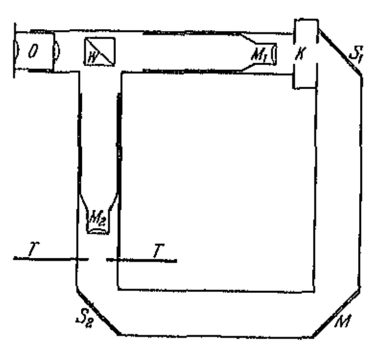


Abb. 29. Mikrophotometer nach J. HARTMANN.

Das Okular O (Abb. 29) eines horizontal liegenden Mikroskops mit dem Objektiv M_1 enthält einen kleinen Photometerwürfel W, dessen reflektierender Teil aus einem kleinen Silberstreifen besteht. Für das im Würfel reflektierte Licht schließt sich an das Okular O ein dem horizontalen gleicher vertikaler Tubus mit Objektiv M_2 an. Dieses wirft an den Ort des Silberstreifens im Photometerwürfel ein Bild des zu photometrierenden Stückes der Platte, die auf einer allseitig bewegbaren horizontalen Unterlage TT ruht. Gemessen wird durch Verschieben eines photographisch hergestellten Absorptionskeils (bei K), der besonders geeicht wird. Beide Objekte, Platte und Keil, erhalten Licht durch dieselbe erhellte Milchglasplatte M mit Hilfe von zwei Spiegeln S_1 und S_2.

Ein ähnliches Instrument ist von FABRY und BUISSON[5]) angegeben worden. MEGGERS und FOOTE[6]) benutzen zum Einstellen das Verschwinden eines Glühlampenfadens, dessen Strom geändert werden kann, in einem hellen Felde, dessen Licht die photometrische Platte durchsetzt, also ein vom HOLBORN-KURLBAUM-Pyrometer bekanntes Verfahren.

Allmählich sich steigernde Ansprüche führten zu weiterer Verfeinerung.

---

[1]) K. SCHWARZSCHILD u. W. VILLIGER, Astrophys. Journ. Bd. 23, S. 284. 1906.
[2]) A. CALLIER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 7, S. 257. 1909.
[3]) Abbildung bei W. HAENSCH, Deutsche Mechanikerzeitung. 1914. S. 1.
[4]) J. HARTMANN, ZS. f. Instrkde. Bd. 19, S. 97. 1899.
[5]) CH. FABRY u. H. BUISSON, C. R. Bd. 156, S. 389. 1913.
[6]) W. F. MEGGERS u. P. D. FOOTE, Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 16, S. 299. 1920; Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 24. 1920.

Bei der Anordnung von P. P. KOCH[1]) wird das Auge durch die lichtelektrische Zelle ersetzt und die Durchlässigkeit photographisch registriert. Abb. 30 zeigt die Anordnung in einer unter Mitwirkung von GOOS durchgearbeiteten, gegen eine ältere verbesserten Ausführung.

Der in der Richtung des Pfeils verschiebbare Tisch T mit der photometrischen Platte P drückt gegen den Hebel H, der um eine horizontale Achse AA drehbar ist und den Spiegel B trägt. P wird durch die Lichtquelle L_1 mit Hilfe von Kondensor K_1, Spiegel S und Objektiv M_1 beleuchtet. Das Objektiv M_2 bildet das zu photometrierende Plattenstück im Spalte S_1 ab, von wo das Licht auf die lichtelektrische Zelle Z_1 fällt. Die mit Kalium überzogene Elektrode von Z_1 ist mit dem negativen Pol einer Akkumulatorenbatterie, deren positiver Pol geerdet ist, die andere Elektrode mit dem Faden F eines Saitengalvanometers verbunden. Von F führt außerdem eine Leitung über eine zweite lichtelektrische Zelle Z_2, die ebenfalls von L_1 beleuchtet wird, zur Erde. Diese Zelle Z_2 dient als regulierender Widerstand, der den Einfluß etwaiger Schwankungen der Lichtstärke von L_1 ausgleicht oder doch vermindert.

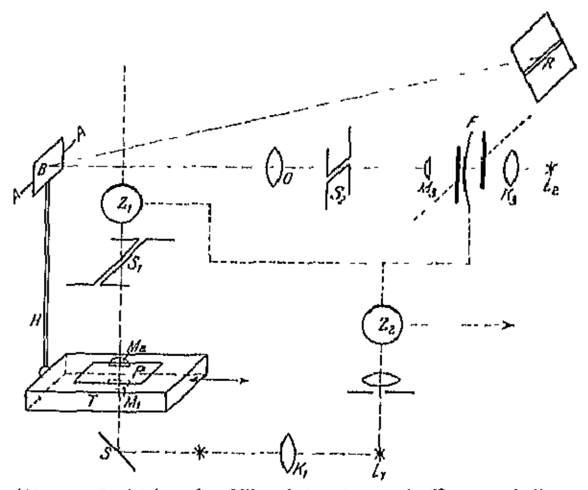


Abb. 30. Registrierendes Mikrophotometer nach KOCH und GOOS.

Die Registrierung geschieht in folgender Weise: Der von der Lichtquelle L_2 mit Hilfe des Kondensors K_2 erleuchtete Faden F wird durch das Objektiv M_3 auf dem horizontalen Spalt S_2 abgebildet und das hier ausgeblendete Stück des Fadenbildes durch die Linse O und den beweglichen Spiegel B auf der photographischen Registrierplatte R. Dieses Bild auf R erfährt also durch die Bewegung von T eine vertikale, durch den Ausschlag des Fadens F eine horizontale Bewegung. Die Trägheit der anfangs benutzten Photozellen, die ein langsames Registrieren bedingte, ist durch Verwendung von Zellen beseitigt worden, die bis auf die Eintrittsöffnung innen verspiegelt sind.

Durch den Hebel H kann die Bewegung von T mit erheblicher Vergrößerung auf R übertragen werden. Erwähnt wird eine 8fache und eine 47fache Übersetzung. Es werden aber auch Apparate mit der Übersetzung 1:1 gebaut. Da der Apparat außerordentlich kleine Flächenstücke zu photometrieren gestattet (0,02 × 0,8 mm und kleiner), ist er für viele wissenschaftliche Untersuchungen, z. B. für die Bestimmung der Helligkeitsverteilung feiner Spektrallinien, ein wichtiges Hilfsmittel.

Ein ähnlicher Apparat, bei dem aber die Zelle Z_2 durch einen konstanten Widerstand ersetzt ist, wird von der Firma Carl Zeiss hergestellt[2]). Ein registrierendes Mikrophotometer mit Verstärkerröhre und Spiegelgalvanometer beschreiben LAMBERT und CHALONGE[3]).

[1]) P. P. KOCH, Ann. d. Phys Bd. 39, S. 705. 1912; F. GOOS, ZS. f. Instrkde. Bd. 41, S 313 1921.
[2]) G. HANSEN, ZS. f. Instrkde. Bd. 47, S 71. 1927.
[3]) P. LAMBERT u. D. CHALONGE, C. R. Bd 180, S. 924. 1925.

Besonders für sehr kleine Objekte, bei denen sich das Registrierve nicht eignet (z. B. sehr kleine Sternscheibchen), aber auch fur alle andere messungen, die große Genauigkeit erfordern, soll sich ein nach den A von ROSENBERG[1]) gebautes Elektro-Mikrophotometer bewahren. Es ver in einer der KOCHschen ähnlichen Anordnung auch die Kaliumzelle mit elektrometer, dieses jedoch als Nullinstrument. Eingestellt wird mit Hilf Neutralglaskeils, der besonders ausgewertet ist.

Bei anderen Mikrophotometern dient das Thermoelement als Em der durch die Platte gegangenen Strahlung. Das bekannteste unter ihne von MOLL[2]) her. Es enthält ein Vakuum-Thermoelement nach MOL BURGER[3]) aus Konstantan und Manganin und ein Spiegelgalvanomet Registriertrommel. Der erste, der ein derartiges Instrument beschriebe ist SIEGBAHN[4]). Bei einer neueren Ausführungsform verwendet er eb das MOLLsche Thermoelement[5]). Ferner haben ALBRECHT und DORN einen Apparat mit diesem Thermoelement konstruiert. HARRISON[7]) verv bei einem von ihm beschriebenen Apparat ein COBLENTZsches Vakuumtl element aus Wismut und Silber, nachdem er früher einen Schwärzungs mit Mikroradiometer angegeben hat. Auch PETTIT und NICHOLSON[8]) be das COBLENTZsche Thermoelement.

Schließlich sei erwähnt, daß BARZONI, DUNCAN und MATHEWS[9]) Schwarzungsmesser mit Thalofidezelle angegeben haben (vgl. Ziff. 70 am Sc

50. Verwertung der Schwärzungsmessungen. Bezeichnet Φ den a entwickelte Platte fallenden Lichtstrom, Φ_1 den hindurchgelassenen, so bes man mit den beschriebenen Apparaten die Durchlässigkeit $\tau = \Phi_1/\Phi$, Transparenz genannt, oder das Reziproke davon Φ/Φ_1, die Opazität BRIGGschen Logarithmus der Opazität nennt man die Dichtigkeit Schwärzung S der Platte. Es ist also $S = \lg\Phi - \lg\Phi_1$.

Unmittelbar von einer gemessenen Schwärzung auf die Belichtu zu schließen, durch die jene entstanden ist, ist unmöglich. Denn die e Schwärzung hängt außerdem von verschiedenen anderen Faktoren ab Plattensorte und Entwicklung. Betrachtet man nur die mit konstanter erhaltenen Schwärzungen auf einer Platte und trägt sie als Ordinaten i Koordinatensystem ein, dessen Abszissen die Logarithmen der Beleucht stärken E sind, so erhält man eine sog. S-Kurve, die in ihrem ersten Te Abszissenachse konvex, im zweiten, der der normalen Belichtung entsp als Gerade, im dritten zur Abszissenachse konkav verläuft. Für den ge Teil ist also $S = a + b \lg E$, wo die Konstanten a und b von der Platte und Entwicklung abhängen.

Will man daher auf photographischem Wege eine photometrische Me ausführen, so ist man darauf angewiesen, unter denselben Umständen die mit unbekannter Belichtung erzielte Schwärzung entstanden ist, die gl Schwärzung mit bekannter Belichtung herzustellen. Zu diesem Zwecke

---

[1]) H. ROSENBERG, ZS. f. Instrkde. Bd. 45, S. 313. 1925.
[2]) W. J. H. MOLL, Proc. Phys. Soc. Bd. 33, S. 207. 1921.
[3]) J. H. MOLL u. H. C. BURGER, Phil Mag. Bd. 50, S. 618. 1925.
[4]) M. SIEGBAHN, Ann. d. Phys. Bd. 42, S. 689. 1913.
[5]) M. SIEGBAHN, Phil. Mag. Bd. 48, S. 217. 1924; s auch A. E. LINDH, ZS. f. Bd. 6, S. 303. 1921.
[6]) E. ALBRECHT u. M. DORNEICH, Phys. ZS. Bd. 26, S. 514. 1925.
[7]) G. R. HARRISON, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 999. 1923; Bd. 10, S. 157.
[8]) E. PETTIT u. S. B. NICHOLSON, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 187. 1923.
[9]) C. B. BARZONI, R. W. DUNCAN u W. S. MATHEWS, Journ. Opt. Soc. Amer. S. 1003. 1923.

man auf derselben Platte, bei derselben Zusammensetzung des Lichtes, mit derselben Belichtungszeit, aber mit verschiedenen gemessenen Beleuchtungsstärken eine Schwärzungsskala her, also etwa in zehn gleichen Stufen gleichmäßig beleuchtete Flächenstücke oder Marken. Aus den Schwärzungen dieser Marken wird dann die unbekannte Belichtung, wenn nötig durch Interpolation, ermittelt. Die gewünschte Beleuchtungsstärke auf der Platte für die Herstellung der Marken kann z. B. durch Entfernungsänderung, durch nicht selektiv absorbierende Substanzen (Rauchglas), durch an geeigneter Stelle angebrachte Blenden hergestellt werden. Das bequemste Mittel ist aber der Rotierende Sektor. Dessen Verwendbarkeit kann freilich fraglich erscheinen, da gefunden ist, daß die Einwirkung intermittierenden Lichtes auf die photographische Platte geringer ist als die von gleich starkem kontinuierlich einwirkendem. Aber nach den Untersuchungen von WEBER[1]) und anderen kann als festgestellt gelten, daß man den Rotierenden Sektor in dem vorliegenden Fall unbedenklich verwenden darf.

Besonders unbequem bei der Herstellung der Schwärzungsskala ist es, daß man die Stufen nicht durch Veränderung der Zeit herstellen kann. Dies ist nicht gestattet, weil das BUNSEN-ROSCOEsche Reziprozitätsgesetz, nach dem gleiche Wirkungen entstehen, wenn das Produkt aus Beleuchtungsstärke und Zeit gleich ist, also $Et = E't'$, für die photographische Platte nicht hinreichend gültig ist. Muß man in besonderen Fällen, etwa weil man für die zu untersuchende Schwärzung allzulange Belichtungszeit benötigt, bei der Herstellung der Marken auch die Zeit ändern, so muß man die SCHWARZSCHILDsche Formel[2]) $Et^\vartheta = E't'^\vartheta$ benutzen, wo ϑ gewöhnlich kleiner als 1 ist und für jede Platten- und Entwicklungsart besonders bestimmt werden muß[3]). Man findet ϑ, indem man unter Abänderung von t und E gleiche Schwärzungen herstellt. Freilich ist auch die SCHWARZSCHILDsche Formel nur beschränkt gültig.

III. Photometrieren verschiedenfarbiger Lichter.

51. Allgemeines. Wenn man versucht, mit den im vorstehenden beschriebenen photometrischen Apparaten Lichter zu vergleichen, die eine verschiedene Färbung besitzen, so ergeben sich Schwierigkeiten. Die Sicherheit der Einstellung nimmt schon bei geringen Farbenunterschieden ab, und es bedarf großer Übung, um einigermaßen übereinstimmende Werte zu erhalten; ja bei größeren Unterschieden wird häufig eine Einstellung auf Helligkeitsgleichheit oder gleichen Kontrast für unmöglich gehalten. Bei näherer Untersuchung kommt anderes hinzu. Es zeigt sich, daß der eine Beobachter über die Fehlergrenze hinaus anders einstellt als der andere, daß also individuelle Unterschiede in der Farbenempfindung bestehen. Ferner ergibt sich unter gewissen Verhältnissen, daß die Einstellungen von äußeren Umständen abhängig sind, von der Größe des Gesichtsfeldes und der absoluten Helligkeit, bei der die Einstellungen ausgeführt werden.

Um den Einfluß der individuellen Unterschiede zu beseitigen, gibt es nur einen Weg, nämlich die Messungen einer größeren Anzahl von Beobachtern mit normaler Farbenempfindung zu mitteln. Es scheiden dabei nicht nur die Totalfarbenblinden aus, die überhaupt keine Farbenunterschiede sehen, sowie diejenigen Farbenblinden, die im Sinne der YOUNG-HELMHOLTZschen Farben-

---

[1]) A. E. WEBER, Ann. d. Phys. Bd. 45, S. 801. 1914; H. E. HOWE, Phys. Rev. Bd. 8, S. 674. 1916; K. S. GIBSON u. a., Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 18, S. 121. 1922.

[2]) K. SCHWARZSCHILD, Jahrb. f. Photogr. Bd. 14, S. 161. 1900; Astrophys. Journ. Bd. 11, S. 89. 1900.

[3]) Vgl. z. B. V. HENRI, Phys. ZS. Bd. 14, S. 515. 1913.

theorie zwei Farbengrundempfindungen besitzen statt dreier, also die sog. Rotblinden und Grünblinden, sondern auch die sog. anomalen Trichromaten, die zwar wie die Normalen drei Grundempfindungen besitzen, aber doch deutliche Abweichungen in ihrer Farbenempfindung von den Normalen zeigen. Auch bei diesen unterscheidet man zwei Klassen, die sog. Rotanomalen und die Grünanomalen.

Die Frage, wie sich die einzelnen Gruppen unterscheiden und wie die Zugehörigkeit zu einer von ihnen erkannt wird, soll nicht näher erörtert werden. Es soll nur auf eine Methode zur Untersuchung hingewiesen werden, die sich besonders für die Feststellung der anomalen Dichromaten bewährt hat, die Herstellung der sog. RAYLEIGHgleichung[1]. Man stellt in einem Spektralapparat mit in der Mitte geteiltem Gesichtsfeld in der einen Hälfte Gelb (589 $m\mu$, Na-Linie), in der anderen ein Gemisch von Rot (670 $m\mu$, Li-Linie) und Grün (535 $m\mu$, Tl-Linie) her, so daß die Helligkeit jeder einzelnen Farbe meßbar geändert werden kann. Der zu Untersuchende stellt Farben- und Intensitätsgleichheit zwischen beiden Feldern her. Dann ergibt sich, daß die Normalen, abgesehen von geringen Abweichungen, dasselbe Verhältnis Rot:Grün einstellen, um Na-Gelb zu erhalten, während die anomalen Trichromaten wesentlich anders einstellen. Farbenblinde können auch zwischen Rot und Gelb, also bei völliger Auslöschung von Grün, Farben- und Helligkeitsgleichheit herstellen. Von NAGEL sind einfache Apparate für diese Untersuchungsmethode konstruiert worden[2].

Man kann wohl annehmen, daß das Mittel aus den Messungsergebnissen von etwa zehn normalen Beobachtern schon einen zuverlässigen Mittelwert gibt. Durch Vergleichung der Einzelergebnisse ist man dann auch in der Lage, die Beobachter auszusuchen, die nahe dem Mittelwert einstellen, sich also für heterochrome Photometrie besonders eignen. Um eine solche Auswahl sicherer treffen zu können, haben IVES und KINGSBURY[3] farbige wässerige Lösungen, eine gelbe und eine blaue, angegeben, deren Durchlässigkeiten für Licht einer normal brennenden Kohlenfadenlampe (3,6 Watt auf 1 HK mittlere horizontale Lichtstärke) den gleichen Wert geben sollen, wenn ein Beobachter mit dem Durchschnittswert entsprechender Farbenempfindlichkeit die Messung mit dem Flimmerphotometer vornimmt. Die blaue Lösung enthält[4] 57 g Kupfersulfat ($CuSO_4$), die gelbe 72 g doppelchromsaures Kali ($K_2Cr_2O_7$) in 1 l. Beide werden in 1 cm dicker Schicht benutzt. Freilich hat eine solche Prüfung nur beschränkte Bedeutung, da sie nur das Verhältnis zweier Farben zum Gegenstand hat.

52. Das PURKINJEsche Phänomen. Die hauptsächlichsten Erscheinungen, die eine Abhängigkeit der Einstellungen des Einzelnen von der Größe und Helligkeit der Photometerfelder erweisen, sind unter dem Namen des PURKINJEschen Phänomens[5] bekannt und lassen sich an einem photometrischen Apparat mit kreisförmigem Gesichtsfeld von normaler Größe (etwa 5°) zeigen, das durch einen Durchmesser in zwei gleiche Teile, die beiden Photometerfelder, geteilt ist. Beleuchtet man das eine Feld mit einer stark rötlichen, das andere mit einer bläulichen Lichtquelle derartig, daß beide Felder den gleichen Helligkeits-

---

[1] Vgl. H. v. HELMHOLTZ, Physiologische Optik, 3. Aufl., Bd. 2, S. 343. Zusatz von v. KRIES.

[2] W. A. NAGEL, ZS. f. Augenheilkde. Bd. 17, Heft 3. 1913.

[3] H. E. IVES u. E. F. KINGSBURY, Phys. Rev. Bd. 6, S. 319. 1915.

[4] Nach Abänderung durch IVES (zuerst 53 g), s. E. C. CRITTENDEN u. F. K. RICHTMYER, Bull. Bureau of Stand. Nr. 299, Bd. 14, S. 87. 1917; H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 186, S. 121. 1918; Bd. 188, S. 217. 1919; ferner K. S. GIBSON, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 9, S. 113. 1924.

[5] Siehe z. B. H. v. HELMHOLTZ, Physiologische Optik, 3. Aufl., Bd. 2, S. 290. Zusatz von W. NAGEL. Hier auch über die Duplizitätstheorie.

eindruck machen, und setzt nun die Helligkeit beider Felder in dem gleichen Verhältnis stark herab, so erscheint jetzt, nachdem sich das Auge auf die neue Helligkeitsstufe eingestellt hat, das bläuliche Feld deutlich heller als das rötliche. Wiederholt man den Versuch, indem man das Gesichtsfeld auf etwa 1,5° verkleinert, so zeigt sich die Erscheinung nicht; die bei großer Helligkeit eingestellte Helligkeitsgleichheit bleibt auch bei geringer Helligkeit bestehen. Hat man bei geringer Helligkeit und großem Gesichtsfeld Gleichheit eingestellt und verkleinert jetzt das Gesichtsfeld, so erscheint das rötliche Feld heller.

Diese Erscheinungen und verschiedene mit ihnen in Verbindung stehende werden in ausgezeichneter Weise erklärt durch die von v. KRIES entwickelte und von ihm sog. Duplizitätstheorie, die an das Bestehen der beiden Arten die Lichtempfindung vermittelnder Elemente der Netzhaut, die Stäbchen und die Zapfen, anknüpft. Diese sind so auf der Netzhaut verteilt, daß die Zapfen von der Peripherie gegen das Zentrum hin an Zahl stark zunehmen, während umgekehrt die Stäbchen nach der Netzhautmitte hin abnehmen und in der fovea centralis ganz fehlen. KRIES nimmt nun an, daß die Zapfen und Stäbchen Träger von zwei verschiedenen Sehapparaten sind, und zwar daß die Zapfen das Tages- und Farbensehen vermitteln, während die total farbenblinden Stäbchen beim Sehen bei sehr schwacher Beleuchtung, bei dem sog. Dämmerungssehen, allein wirksam sind. Bei ganz schwacher Beleuchtung, bei der keine Farben erkannt werden, wirken also nur die Stäbchen, bei heller nur die Zapfen, und bei den dazwischen liegenden Beleuchtungen tritt, wenn das Auge sich an diese Beleuchtung gewöhnt hat, dafür adaptiert ist, eine Zusammenwirkung beider Apparate ein, die das PURKINJEsche Phänomen hervorbringt. So erklärt sich, daß das PURKINJEsche Phänomen sich oberhalb einer gewissen Helligkeitsstufe nicht zeigt und daß es bei kleinem Gesichtsfeld wegen des Fehlens der Zapfen in der fovea centralis überhaupt nicht auftritt.

Man erkennt, daß es hiernach eine einheitliche Bewertung verschiedenfarbiger Lichtquellen nach ihrer Helligkeit nicht gibt, sondern daß diese Bewertung verschieden sein muß, je nachdem die Lichtquellen für hohe oder für niedrige oder für mittlere Beleuchtungsstärken benutzt werden sollen. Da die Beleuchtungsstärken, deren man beim Arbeiten (Schreiben, Zeichnen usw.) bedarf, meist oberhalb der Grenze für das Auftreten des PURKINJEschen Phänomens liegen, so wird man im allgemeinen Lichtquellen nach ihrem Wert für das Tagessehen beurteilen müssen, also photometrische Methoden anwenden, bei denen das PURKINJEsche Phänomen ausgeschlossen ist, nur die Zapfen in Wirksamkeit treten. Man wird sich aber bewußt sein müssen, daß diese Bewertung nicht allgemein zutreffend ist, sondern mehr den Charakter eines Übereinkommens hat, denn in vielen Fällen, z. B. bei Straßenbeleuchtung, muß man sich mit Beleuchtungen begnügen, bei denen eine Mitwirkung der Stäbchen zweifellos vorhanden ist.

Die Grenze, bei der das PURKINJEsche Phänomen nicht mehr auftritt, wird verschieden hoch angegeben. Man nimmt im allgemeinen an, daß sie bei einer Beleuchtungsstärke von 10 Lx auf einer mattweißen Fläche liegt. Es sei erwähnt, daß nach den von der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft herausgegebenen Richtlinien die Arbeitsbeleuchtung 15 bis 90 Lx, die mittlere Beleuchtung auf Straßen und Plätzen bei schwachem Verkehr 1 bis 2 Lx, bei mittlerem 2 bis 5 Lx, bei starkem 5 bis 20 Lx betragen soll.

a) Direkte Methoden.

53. Einstellung auf Eindrucksgleichheit. Es ist nun die Hauptschwierigkeit der heterochromen Photometrie zu besprechen, die darin liegt, daß die

bei Gleichfarbigkeit der Felder bewährten Einstellungsverfahren hier vers
oder doch keine genügende Meßgenauigkeit geben. Die Bemühungen,
Schwierigkeit zu beseitigen, bestanden zunächst darin, daß man die übli
Einstellungsverfahren für die heterochrome Photometrie brauchbar zu ma
suchte, und ferner darin, daß man neue direkte Verfahren ersann und ausbil
Schließlich hat man unter Verwendung dieser direkten Methoden Verfa
ausgearbeitet, nach denen die Messung im Einzelfalle dadurch erleichtert
daß die Vergleichung bei Gleichfarbigkeit oder durch physikalische Appa
ausgeführt werden kann.

Es ist schon erwähnt worden, daß bei geringen Farbenunterschieden
gewöhnliche Methode der Einstellung noch ohne Schwierigkeit angewandt wer
kann. Das Kriterium des Verschwindens der Grenze beim Gleichheitsph
meter fällt freilich fort, aber es tritt eine andere Erscheinung auf, das Unsch
werden der Grenze. Man stellt nun so ein, daß die Grenze zwischen den bei
Feldern möglichst unscharf ist. Beim Kontrastphotometer verfährt man ähnl
indem man darauf einstellt, daß die Grenzen der aus ihrer Umgebung her
tretenden Felder in gleichem Maße unscharf werden.

Hat man mit größeren Farbendifferenzen zu tun, bei denen dies Kriter
versagt, so muß man darauf einstellen, daß die Vergleichsfelder den Eindr
gleicher Helligkeit machen. Man kann dies Verfahren daher nach V. KRIES
Einstellung auf Eindrucksgleichheit bezeichnen. Die Fähigkeit hierzu k
man durch Übung erheblich vervollkommnen. Außerdem steht eine na
liegende Aushilfe zur Verfügung. Sie besteht darin, daß man sich Lichter
stellt, deren Farben zwischen denen liegen, die ursprünglich zu verglei
sind, und dann mit Hilfe solcher Zwischenstufen bei geringen Farbenun
schieden fortschreitend photometriert. Man kann diese Unterteilung sow
treiben, daß die Farbenunterschiede, die unmittelbar verglichen werden, n
der Unterschiedsschwelle liegen, also kaum bemerkbar sind. Diese Stufe
methode, in England Kaskadenmethode genannt, besitzt weite Verbreitu
und viele Anhänger. Der Einwand, daß durch die Einzelfehler der Teilmessung
der Fehler des Resultats schließlich größer wird als bei unmittelbarer V
gleichung mit der ganzen Farbendifferenz, soll nicht zutreffen. Bei der Sub
tutionsmethode ergibt sich eine bescheidene Anwendung des Stufenverfahr
unmittelbar, indem man der Vergleichslichtquelle eine Färbung gibt, die zwisch
der der beiden zu vergleichenden Lichtquellen liegt.

Eine zweite weniger empfehlenswerte Aushilfe besteht in dem sog. Kompe
sations- oder Mischungsverfahren. Hierbei wird (etwa durch einen Spieg
ein Bruchteil des Lichtes der einen Lichtquelle L_1 dem Photometerschirm z
geleitet, der ohne dies Zusatzlicht nur von der anderen Lichtquelle L_2 Lic
erhalten würde. Hierdurch wird offenbar der Farbenunterschied verminde
gleichzeitig aber die Meßgenauigkeit. Denn wird z. B. $^1/_{10}$ des Lichtstro
von L_1 nach der anderen Seite zu dem zu L_2 gehörigen Photometerschirm g
leitet und nun nach erfolgter Gleichheitseinstellung etwa durch Änderung d
Entfernung zwischen L_1 und dem zugehörigen Schirm die Beleuchtung auf diese
um 1% geändert, so ändert sich dadurch die Beleuchtung auf dem anderen Schi
in demselben Sinne um 0,1%. Die Beleuchtungsstärke des einen Schirmes i
also im Verhältnis zu der anderen nur um 0,9% geändert worden. Solc
Mischungsphotometer, wie sie von WYBAUW[1]), KRÜSS[2]), GROSSE[3]) konstruie
wurden, sind denn auch heute wenig im Gebrauch. Es wurde schon erwähn

[1]) J. WYBAUW, Dinglers Journ. Bd. 258, S. 69. 1885.
[2]) H. KRÜSS, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd. 28, S. 685. 1885.
[3]) W. GROSSE, ZS f. Instrkde. Bd. 8, S. 95, 129. 1888; H. KRÜSS, ebenda S. 317.

daß das BUNSENsche Photometer ein solches Mischungsphotometer ist; deshalb wird es auch vielfach als für heterochrome Photometrie besonders geeignet angesehen.

Will man das PURKINJEsche Phänomen ausschließen, so muß man nach dem vorher Gesagten eine Beleuchtungsstärke von wenigstens 10 Lx auf dem Photometerschirm verwenden. In den Fällen, wo dies nicht möglich ist, bleibt nur übrig, ein kleines Gesichtsfeld (möglichst von nur 1,5° Durchmesser) zu benutzen. Übrigens ist es bei heterochromen Einstellungen stets empfehlenswert, ein kleines und einfaches Gesichtsfeld zu wählen. Benutzt man ein großes, so empfiehlt es sich, um Einseitigkeit in der Auffassung bei der Einstellung zu vermeiden, das Gesichtsfeld systematisch zu drehen, was nach Einschaltung eines Umkehrprismas (rechtwinklig-gleichschenkliges Prisma, durch das man parallel der Hypotenusenfläche blickt) in das Okularrohr leicht geschehen kann. Eine Drehung des Prismas um den Winkel α dreht das Gesichtsfeld um 2α.

54. Einstellung auf gleiche Sehschärfe. Den vorbeschriebenen Messungen liegt die Definition zugrunde, daß zwei verschieden gefärbte Felder die gleiche Leuchtdichte haben, wenn sie den gleichen Helligkeitseindruck hervorbringen. Gegen diese Definition ist der Einwand erhoben worden, daß es nicht darauf ankommt, ob zwei Flächen gleich hell erscheinen, sondern ob auf ihnen Einzelheiten einer Schrift oder Zeichnung gleich gut zu erkennen sind[1]). Es müsse also die Sehschärfe für beide Flächen die gleiche sein.

Man bestimmt gewöhnlich die Sehschärfe, indem man schwarze Sehzeichen (Buchstaben, Haken) auf hellem Grunde beobachtet und feststellt, unter welchem Sehwinkel sie eben noch erkennbar sind. Für den vorliegenden Zweck benutzt man vorteilhaft schwarze Strichsysteme (Gitter) oder Kreissysteme auf hellem Grunde. Zwei Leuchtdichten verschiedener Farbe werden dann als gleich definiert, wenn Systeme derselben Feinheit gerade noch erkannt werden. Man kann dabei die verschiedenfarbigen Felder nacheinander dem Auge darbieten oder auch nebeneinander anordnen. Bei jeder Beobachtung ist sorgfältig auf gute Akkommodation zu achten.

Diese Messungen sind sehr unsicher und mühevoll, einmal weil die Sehschärfe nur sehr langsam mit der Beleuchtungsstärke wächst und zwar um so langsamer, je höher die Beleuchtung ist[2]), und zweitens weil das Kriterium selbst, das Undeutlichwerden des Sehzeichens, nicht scharf ist. In der praktischen Photometrie hat denn auch diese Methode nur selten (z. B. beim Photometer von L. WEBER, vgl. Ziff. 68) Anwendung gefunden. Vollkommen unbrauchbar wird die Sehschärfenmethode, wenn die mangelhafte chromatische Korrektion des Auges sich bei den Messungen bemerkbar macht, so daß die Sehzeichen nicht mit der gleichen Schärfe auf der Netzhaut abgebildet werden. Bei der Vergleichung monochromatischer Lichter untereinander kann dieser Mangel natürlich keinen Einfluß ausüben, wohl aber wenn gemischtes Licht mit monochromatischem oder sich diesem nähernden verglichen wird. Ein gutes Beispiel in dieser Beziehung geben die Beobachtungen von LUCKIESH und MOSS[3]), nach denen die Sehschärfe bei dem Lichte einer Metallfadenlampe dieselbe bleibt oder gar etwas wächst, wenn man durch ein blaues Filter die Beleuchtungsstärke herabsetzt.

---

[1]) Siehe z. B. W. SIEMENS, Wied. Ann. Bd. 2, S. 547. 1877.

[2]) Über die Abhängigkeit der Sehschärfe von der Beleuchtung s. A. KÖNIG, Berl. Ber. 1897, S. 559; Ges. Abhandl., S. 379; H. v. HELMHOLTZ, Physiologische Optik, 3. Aufl., Bd. II, S. 312.

[3]) M. LUCKIESH u. F. K. MOSS, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 10, S. 275. 1925 (dort auch weitere Literatur).

55. Das BRÜCKEsche Verfahren. An dieser Stelle sei noch das BRÜCKEsche Verfahren[1]) erwähnt, das wohl zu den Sehschärfebestimmungen zu rechnen ist, aber auch dem der Einstellung auf Eindrucksgleichheit nahesteht. Das photometrische Gesichtsfeld besteht aus schmalen Streifen gleicher Breite, die abwechselnd von dem Lichte einer der beiden zu vergleichenden Lichtquellen erleuchtet sind. Mit Hilfe eines Photometerwürfels, bei dem die Hypotenusenfläche des vorderen Prismas versilbert ist, läßt sich ein solches Gesichtsfeld durch teilweises Ausschaben der Versilberung leicht herstellen. Das Kriterium der Einstellung besteht darin, daß die Streifen unter einem möglichst großen Gesichtswinkel undeutlich werden. Der Gesichtswinkel wird geändert, indem sich der Beobachter dem Photometerfeld mehr oder weniger nähert, wobei stets sorgfältig zu akkommodieren ist. Dies Akkommodieren bewirkt BRÜCKE durch Benutzung eines umgekehrten Opernglases. Bei großem Farbenunterschied leidet das Verfahren an dem Übelstand, daß das Auge nicht gleichzeitig für beide Farben scharf akkommodieren kann.

56. Prinzip der Flimmerphotometrie. Das erwähnte TALBOTsche Gesetz (Ziff. 20) gilt nicht nur für den Fall des Rotierenden Sektors, bei dem ein periodischer Wechsel von Helligkeit und Dunkelheit hervorgebracht wird, sondern auch für den Fall, daß verschiedene Helligkeitsstufen oder verschiedene Farben miteinander abwechseln. Im letzteren Falle entsteht bei ausreichend schnellem Wechsel die Mischfarbe. Wenn die Unterschiede zwischen den wechselnden Lichtern sehr groß sind, wird die Verschmelzungsfrequenz höher liegen, als wenn sie gering sind. Dies wird nicht nur für Helligkeitsstufen derselben Farbe, sondern auch für solche verschiedener Farbe gelten. Hat man nun bei Gleichheit der Einwirkungszeiten der beiden sich abwechselnden Lichtreize einen Wechsel verschiedenfarbiger Lichter, so wird die Verschmelzungsfrequenz dann den niedrigsten Wert haben, wenn beide Lichter in bezug auf die Intensität des Reizes, den sie ausüben, am wenigsten verschieden sind. Man kann daher definieren, daß zwei verschiedenfarbige Lichter bei gleichen Einwirkungszeiten gleich hell sind, wenn bei der geringsten Frequenz ein kontinuierlicher Eindruck entsteht.

57. Flimmerphotometer. Apparate, mit denen man nach diesem von ROOD[2]) herrührenden Verfahren Messungen ausführen kann, sog. Flimmerphotometer, sind in großer Anzahl konstruiert worden. Bei dem von WITHMAN[3]) angegebenen rotiert eine mattweiße Scheibe von der Form $AGBH$ (Abb. 31) so, daß sie mit der Achse DE der Photometerbank einen Winkel von 60° bildet um K. Bei C befindet sich eine zweite weiße Scheibe, die fest steht und mit der entgegengesetzten Bankrichtung den gleichen Winkel bildet. Diese wird von der einen, die rotierende Scheibe von der anderen der zu vergleichenden Lichtquellen erleuchtet. Bei geeigneter Stellung der Scheiben sieht das durch das Okularrohr F blickende Auge den Randteil der rotierenden Scheibe im Wechsel mit der feststehenden. Durch Hin- und Herschieben der Vorrichtung auf der Bank sucht man, wenn nötig, unter Veränderung der Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe, diejenige Stelle,

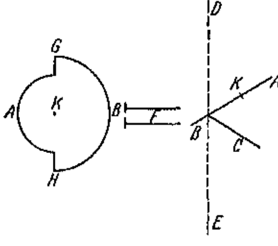


Abb. 31. Flimmerphotometer nach WITHMAN. Die um K rotierende Scheibe, die links besonders gezeichnet ist, bewirkt, daß durch das Rohr F abwechselnd Licht der beiden zu vergleichenden Lichtquellen (bei E und bei D) ins Auge gelangt.

[1]) E. BRÜCKE, ZS. f. Instrkde. Bd. 10, S. 11. 1890.
[2]) OGDEN N. ROOD, Amer. Journ. Bd. 46, S. 173. 1893.
[3]) F. P. WITHMAN, Phys. Rev. Bd. 3, S. 241. 1896.

wo das Flimmern ganz oder beinahe aufhört. Für diese Stelle gelten die Beleuchtungsstärken der Scheiben, vorausgesetzt daß der Sektorausschnitt genau 180° beträgt, als gleich.

ROOD und BECHSTEIN benutzen bei ihren Konstruktionen den RITCHIEschen Photometerkeil. ROOD[1]) läßt zwischen dem Auge des Beobachters und dem Photometerkeil eine Zylinderlinse schwingen, die bewirkt, daß abwechselnd von beiden Seiten des Prismas Licht in das Auge gelangt. Das viel gebrauchte BECHSTEINsche[2]) Photometer ist in Abb. 32 skizziert. Zwischen dem RITCHIEschen mattweißen Prisma P und dem Auge rotieren bei K zwei Glaskeile mit gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Keilwinkeln. Der eine Keil ist ringförmig ausgebildet und umschließt den zweiten kreisförmig ausgebildeten, zentral liegenden. Infolgedessen liegt das von dem einen Keil erzeugte Bild der schlitzförmig gestalteten Okularöffnung O bei der gezeichneten Lage der Glaskeile auf der einen Seite des Ritchiekeils, wenn sich das von dem anderen Glaskeil erzeugte auf der anderen Seite befindet. Wenn die Glaskeile rotieren, beschreibt jedes Bild eine kreisförmige Bahn, von der die eine Hälfte auf der einen, die andere auf der anderen Seite des Prismas P liegt. Das auf die Glaskeile akkommodierte Auge sieht bei geeigneter Rotationsgeschwindigkeit zwei Flimmererscheinungen, die einen Phasenunterschied von einer halben Periode haben, gleichzeitig. Die Einstellungsgenauigkeit soll durch die Verdoppelung der Erscheinung erhöht werden.

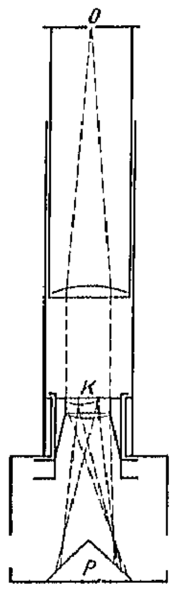


Abb 32 Flimmerphotometer nach BECHSTEIN. Durch Rotation der Glaskeile K wird bewirkt, daß von den beiden Seiten des RITCHIEkeils P abwechselnd Licht ins Auge gelangt.

Von KRUSS[3]) rühren verschiedene Konstruktionen her, eine mit zwei Sektorenscheiben zu beiden Seiten eines Photometerschirms, der von beiden Lichtquellen mit Hilfe von Spiegeln Licht erhält, und eine, bei der der Photometerwürfel Verwendung findet. Diesen benutzen auch KINGSBURY[4]) sowie IVES und BRADY[5]). KRÜSS sowie SIMMANCE und ABADY[6]) haben ferner eine Vorrichtung angegeben, die aus einer senkrecht zur Achse der Photometerbank rotierenden Gipsscheibe besteht, deren Rand so abgeschrägt ist, daß er während der Rotation abwechselnd von den beiden Lichtquellen beleuchtet wird.

Mit Rucksicht auf die spater erwähnten Normalbestimmungen, die IVES für die Anwendung der Flimmermethode vorschreibt, sind ferner Flimmerphotometer konstruiert worden, bei denen das Photometerfeld eine mit ihm ungefähr gleichhelle Umgebung von etwa 25° Gesichtsfeld besitzt. Bei dem nach diesem Prinzip gebauten, schon erwähnten Photometer von IVES und BRADY ist ein rotierender Glaskeil und für das Photometerfeld ein Wurfel benutzt worden, dessen zum Teil (Felder a in Abb. 33) versilberte Hypotenusenfläche in vier Quadranten geteilt ist, so daß bei einer Umdrehung ein viermaliger Wechsel eintritt. Die Einrichtung des Photometers



Abb. 33. Zum Flimmerphotometer von IVES und BRADY. Die Abbildung zeigt die Projektion der Hypotenusenfläche des Würfels auf die dem Auge zugewandte Kathetenfläche. Die Flächen a entsprechen den versilberten Teilen. Die Kreise bezeichnen die Bahn des rotierenden Bildes der Okularöffnung.

[1]) OGDEN N. ROOD, Amer Journ. Bd 8, S. 194. 1899.
[2]) W. BECHSTEIN, ZS. f. Instrkde. Bd. 25, S. 45. 1905; Bd. 26, S. 249 1906
[3]) H. KRÜSS, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd 47, S. 129, 153. 1904; Bd. 49, S. 512. 1906; ZS. f. Instrkde. Bd. 35, S. 251. 1915.
[4]) E F. KINGSBURY, Journ. Frankl. Inst. Bd. 180, S. 215. 1915.
[5]) H. E. IVES u. E. J. BRADY, Phys. Rev. Bd. 4, S. 222. 1914.
[6]) J. F. SIMMANCE u. J. ABADY, Phil. Mag. Bd. 7, S. 341 1904.

von GUILD[1]) ist aus Abb. 34 ersichtlich. S ist eine WHITMANsche rotierende Scheibe, die aber zwei Ausschnitte von je 90° besitzt und die senkrecht zur Achse der Photometerbank $L_1 L_2$ liegt. Sie wird von der rechten Lichtquelle L_2 beleuchtet. Die senkrecht zu ihr liegende, feste Scheibe F empfängt Licht von der linken Lichtquelle L_1 mit Hilfe des totalreflektierenden Prismas P. Der Beobachter blickt von O aus unter 45° auf beide Scheiben. Der innen weiß ausgekleidete Rotationskörper R bildet die helle Umgebung des Photometerfeldes. Er ist beleuchtet durch die außerhalb liegende Glühlampe G. Die Entfernung der Scheibe F von P ist so gewählt, daß für beide Lampen die Entfernung von der beobachteten Seite der rotierenden Scheibe aus gerechnet werden kann.

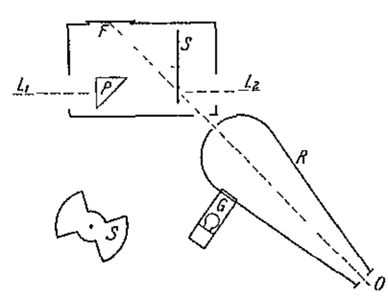


Abb. 34. Flimmerphotometer nach GUILD. Der innen weiße Hohlkörper R gibt die erhellte Umgebung des Photometerfeldes. Die rotierende Scheibe S, auf die der Beobachter blickt, ist unten noch besonders gezeichnet.

58. Anwendung des Flimmerphotometers. Die Flimmerphotometrie hat weite Verbreitung gefunden. Sie hat den großen Vorzug vor der direkten Helligkeitsvergleichung, daß sie selbst bei den größten Farbenunterschieden nicht versagt und auch von ungeübten Beobachtern ausgeübt werden kann. Sie gibt bei erheblichen Farbenunterschieden eine größere Genauigkeit als die Einstellung auf Eindrucksgleichheit. Bei geringeren Farbenunterschieden vermindert sich der Unterschied, und bei kleinen wird die Flimmerphotometrie ungenauer.

Wie bei der Einstellung auf Eindrucksgleichheit nimmt auch bei der Flimmerphotometrie die Empfindlichkeit mit steigender Helligkeit des Photometerfeldes zu. Um möglichst große Genauigkeit zu erzielen, hat man ferner folgendes zu beachten. Die Rotation muß sehr gleichmäßig verlaufen. Unregelmäßigkeiten oder Erschütterungen bringen leicht für sich ein Flimmern hervor, das die Beobachtung stört. Weil die Verschmelzungsfrequenz, in deren Nähe beobachtet wird, von der Helligkeit und dem Farbenunterschied abhängt, ist es nötig, daß man die Geschwindigkeit der Rotation schnell und bequem ändern kann. Auch bei der Flimmerphotometrie sollen die beiden benachbarten Felder nicht durch eine helle oder dunkle Grenze getrennt sein, weil dadurch die normale Flimmererscheinung beeinträchtigt wird.

IVES[2]) hat auch bei Flimmereinstellungen eine Abhängigkeit von der absoluten Helligkeit und der Größe des Gesichtsfeldes festgestellt. Diese Abweichungen liegen aber nach seinen Beobachtungen nicht in derselben Richtung wie beim PURKINJEschen Phänomen, sondern in der entgegengesetzten. Sie sind sehr viel geringer als bei den direkten Helligkeitsvergleichungen, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß man die letzteren bei viel geringeren Helligkeiten ausführen kann als Vergleichungen nach der Flimmermethode.

Als günstigste Bedingungen für die Ausführung von Flimmerbeobachtungen empfiehlt IVES auf Grund seiner Versuche:

1. Die Beleuchtung des Photometerfeldes soll wenigstens 28 Lux betragen.
2. Das Photometerfeld soll 2° Durchmesser haben.
3. Es soll umgeben sein von einem Felde etwa gleicher Helligkeit von ungefähr 25° Durchmesser.

---

[1]) J. GUILD, Journ. Scient. Instr. Bd. 1, S. 182. 1923/24.
[2]) H. E. IVES, Phil. Mag. (6) Bd. 24, S. 149, 352, 744, 815. 1912.

Die Einhaltung der letzten Bedingung wird als nicht unbedingt nötig bezeichnet, da durch sie nicht die Empfindlichkeit der Messung, sondern nur die Bequemlichkeit der Beobachtung erhöht werde.

59. Einstellung auf gleiche Verschmelzungsfrequenz[1]. Kurz erwähnt sei noch eine zweite Methode der Flimmerbeobachtung. Da die Verschmelzungsfrequenz eine Funktion der Helligkeit ist, auch wenn man Licht und Dunkelheit abwechselnd auf das Auge einwirken läßt, wie bei der Benutzung des Rotierenden Sektors mit 2mal 90° Sektorgröße, kann man die Helligkeit eines leuchtenden Feldes auch durch die Verschmelzungsfrequenz festlegen, die man beobachtet, wenn man einen solchen Rotierenden Sektor in den Strahlengang schaltet. Zwei verschiedenfarbige Lichter würden dann gleich hell sein, wenn sie bei zwei solchen Beobachtungen die gleiche Verschmelzungsfrequenz ergeben. Die Vergleichung der beiden Lichter erfolgt also durch zeitlich aufeinanderfolgende Beobachtungen, etwa wie man bei der Sehschärfenmethode verfahren kann. Wegen ihrer geringen Genauigkeit hat diese Methode aber praktisch keine Bedeutung gewonnen.

60. Die stereoskopische Methode. Dies von PULFRICH[2]) ersonnene und durchgebildete Verfahren geht von der Beobachtung aus, daß die Zeitdauer, die zwischen einem optischen Reiz und der von ihm ausgelösten Lichtempfindung liegt, um so größer ist, je schwächer der Reiz ist. Stellt man sich eine stereoskopische Vorrichtung her, in deren Gesichtsfeld sich in einer zur Sehrichtung senkrechten Ebene eine Marke bewegt, die durch Verschmelzung von zwei in festem Abstand befindlichen Marken (einer in dem rechten und einer in dem linken Felde) entstanden ist, so wird, wenn die Leuchtdichte, der Reiz, in dem einen Felde geändert wird, dieser Abstand sich scheinbar ändern und die Marke sich infolgedessen nach vorn oder hinten bewegen. Bei der von PULFRICH konstruierten stereoskopischen Vorrichtung (vgl. Abb. 35) führt in jedem der beiden Felder (*A* und *B*) eine Spitze (*a* und *b*) eine pendelartige Bewegung in einer Geraden (mit Hilfe des rotierenden Rades *R* und der Pleuelstange *S*) aus, so also daß die Bewegung in der Mitte am schnellsten ist und nach beiden Seiten zu 0 abnimmt. Die Spitzen befinden sich in einem solchen Abstand voneinander, daß sie stereoskopisch zu einer verschmelzen. Wenn nun zunächst bei gleicher Farbe beider Felder die Helligkeiten gleich sind, so scheint sich die Spitze stereoskopisch gesehen tatsächlich in einer Geraden zu bewegen. Sind aber die Helligkeiten verschieden, so scheint sie nach der Mitte ihrer Bahn zu (da die Geschwindigkeit zunimmt) aus der Geraden nach vorn oder hinten herauszutreten und so im ganzen eine kreisförmige Bewegung in einer der Sehrichtung parallelen Ebene zu beschreiben. Man kann also auf gleiche Helligkeit einstellen, indem man die Helligkeit des einen Feldes so verändert, daß die Spitze sich wieder in einer Geraden zu bewegen scheint. Dies Verfahren kann man auch anwenden, wenn beide Felder verschieden gefärbt sind, und es ergibt sich dann die Definition, daß die beiden verschieden gefärbten Felder gleich hell sind, wenn die Spitze eine geradlinige Bahn zu beschreiben scheint.

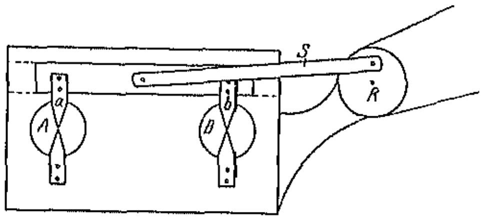


Abb. 35. Einstellvorrichtung für PULFRICHS stereoskopische Methode. Die stereoskopisch zu einer vereinigten Spitzen *a* und *b* führen durch Rotation von *R* eine Pendelbewegung aus.

[1]) Siehe z. B. H. E. IVES, Phil. Mag (6) Bd. 24, S. 352. 1912.

[2]) C. PULFRICH, Naturwissensch. 1922, S. 553, 569, 596, 714, 735, 751. Buchausgabe: Die Stereoskopie im Dienste der Photometrie und Pyrometrie. Berlin: Julius Springer 1923. Siehe auch: J. v. KRIES, Naturwissensch. 1923, S. 461.

PULFRICH hat eine Reihe photometrischer Apparate auf Grund dieser M
angegeben; sie hat jedoch bisher praktische Erfolge nur in geringem M
zielt. Ihre Anwendung wird dadurch erschwert, daß der Beobachter erl
Übung im stereoskopischen Sehen besitzen muß. Da ein großes Gesi
gebraucht wird, so muß stets mit hoher Helligkeit gearbeitet werden,
der Einfluß des Dämmerungssehen ausgeschlossen ist.

61. Verschiedene andere Methoden[1]. Es mögen nun noch einige Me
aufgeführt werden, die bisher nur in der physiologischen Optik benutzt
sind. Sie haben das Gemeinsame, daß das zu photometrierende farbige
als Fleck auf farblosem Grunde unter solchen Umständen beobachtet wi
es ebenfalls farblos erscheint, so daß also auf vollkommene Gleichheit des
mit seiner Umgebung eingestellt werden kann. Diese Methoden sind
Bezeichnung von v. KRIES: die Peripheriewertmethode, die Minima
methode, die Minimalzeitmethode.

Bei der ersten von diesen werden die Beobachtungen nicht wie gew
mit der Netzhautmitte, sondern mit der Peripherie der Netzhaut angestellt.
ist (über 45° von dem Zentrum der Netzhaut) total farbenblind, zeigt aber ni
Eigentümlichkeiten des gleichfalls mit Farbenblindheit verbundenen Dämme
sehens der Netzhautmitte. Stellt man also auf weißem Untergrund einen zu ph
trierenden farbigen Fleck her (von etwa 3° Größe), so kann man peripher auf
keitsgleichheit einstellen, ohne durch einen Farbenunterschied gestört zu w

Nach der Minimalfeldmethode stellt man mit derselben Anordnung
oder nahezu zentral (parazentral) mit demselben Erfolge ein, wenn man den z
tometrierenden Fleck wesentlich kleiner wählt (als nadelstichgroßen Punkt).
in diesem Falle erscheint der Fleck im Momente der Helligkeitsgleichheit f

Bei der dritten Methode läßt man für sehr kurze Zeit den kleinen fa
Fleck an die Stelle eines weißen, mit der Umgebung gleichfarbigen und
hellen treten. Im allgemeinen wird dann der Fleck entweder farbig auflei
oder als dunkle Stelle erscheinen. Man kann aber eine Helligkeit des F
einstellen, wo dieser aus der Umgebung nicht mehr heraustritt, weder ein I
keitsunterschied noch Farbigkeit zu bemerken ist. Diese Einstellung
zur Definition der Helligkeitsgleichheit.

Besonders die zweite Methode wird von v. KRIES für die Verwendu
der praktischen Photometrie empfohlen.

62. Vergleich der verschiedenen Verfahren. Wir kommen nun zu der I
ob oder inwieweit diese verschiedenen Definitionen für die Helligkeitsgleic
verschiedenfarbiger Lichter zu übereinstimmenden Ergebnissen führen.
tische Bedeutung für die Photometrie haben bisher nur die drei zuerst
geführten Verfahren gewonnen: Einstellung auf Eindrucksgleichheit, Sehsch
methode, ROODsche Flimmermethode. Vergleichende Versuche mit ihnen
wiederholt und mit recht einander widersprechenden Ergebnissen ausge
worden. Vielfach wurden entschieden Unterschiede zwischen den Ergebn
der drei Methoden festgestellt. Im einzelnen soll darauf nicht eingegangen we
weil es schwer ist, sich ein Urteil über die Fehlerquellen zu bilden, insbeso
weil in einzelnen Fällen nicht klar ersichtlich ist, wieweit der Einfluß der
KINJEschen Phänomens vermieden ist.

Von besonderem Interesse sind die Versuche von ARNT KOHLRAUS
der unter Verwendung fast aller vorher aufgeführten Methoden spektrale Li

[1] J. v. KRIES, ZS. f. techn. Phys. Bd. 5, S. 327. 1924; ferner A. KOHLRAUSCH,
u. Lampe 1923, S. 555.

[2] A. KOHLRAUSCH, Pflügers Arch. f. Physiol. Bd. 200, S. 210. 1923; Licht u. L
1923, S. 555.

mit farblosen aber auch zum Teil untereinander verglichen hat. Er hat sich sehr sorgfältig, teils durch Benutzung sehr kleiner Felder (etwa 1,5°), teils durch gründliche Helladaptation und Verwendung ausreichender Helligkeit gesichert, daß seine Ergebnisse für reines Tagessehen (Zapfensehen) Gültigkeit besitzen. Nach KOHLRAUSCH stimmen bei der Gruppe Flimmer-, Sehschärfe-, Stereoskop- und Minimalfeldmethode die Resultate gut überein oder zeigen nur geringe Unterschiede, während die Unterschiede zwischen dieser Gruppe und der Methode der Einstellung auf Eindrucksgleichheit sehr bedeutend sind, jedenfalls weit oberhalb der Fehlergrenze liegen.

Das wichtigste Ergebnis für die praktische Photometrie ist, daß die Sehschärfen- und die Flimmermethode Übereinstimmung ergeben, während Einstellungen auf Eindrucksgleichheit andere Ergebnisse liefern. Und zwar besteht der Unterschied darin: Wenn man für die Mitte des Spektrums gleiche Werte bei allen Methoden annimmt, so gibt die Einstellung auf Eindrucksgleichheit an den Enden des Spektrums, also im Rot und Blau, erheblich (bis zu 100%) höhere Werte als z. B. die Flimmer- und Sehschärfenmethode. Nach KOHLRAUSCHS Auffassung sind diese hohen Vergleichswerte für Rot und Blau, also die stark farbigen Teile des Spektrums, auf den Einfluß des spezifischen Leuchtens der Farben, die „Farbenglut", zurückzuführen.

Schließt man sich der Ansicht derjenigen an, die der Sehschärfenmethode, soweit sie für Messungen brauchbar ist, hervorragende Bedeutung für die Bewertung einer Beleuchtung zusprechen, so würde daraus eine große Überlegenheit der Flimmerphotometrie gegenüber der unmittelbaren Helligkeitsvergleichung folgen.

IVES[1]) hat zahlreiche vergleichende Versuche mit verschiedenen Methoden angestellt. Während er im allgemeinen mehr oder weniger große Unterschiede in den Ergebnissen feststellt, findet er, daß die ROODsche Flimmermethode, wenn man seine Normalbestimmungen (Ziff. 58) für die Beobachtung einhält, mit der Stufenmethode zu den gleichen Werten führt, sofern man bei dieser ein kleines Gesichtsfeld und hohe Photometerhelligkeit wählt. Damit stehen die Erfahrungen, die bei der Bestimmung der relativen Empfindlichkeit des Auges gegen homogene Strahlung (Ziff. 64) gewonnen sind, im ganzen in Einklang. Das bezieht sich namentlich auf den Vergleich der Empfindlichkeitskurven von IVES und NUTTING mit der von GIBSON und TYNDALL.

Als gesichert kann andererseits gelten, daß man selbst bei geringen Farbenunterschieden und bei hoher Feldhelligkeit durch Einstellung auf Eindrucksgleichheit mit dem üblichen großen Gesichtsfeld andere Werte erhält als mit dem Flimmerphotometer[2]).

Es sei erwähnt, daß SCHRÖDINGER[3]) zu der Frage der Helligkeitsgleichheit bei Farbenverschiedenheit einen besonderen Standpunkt annimmt. Nach seiner Ansicht ist zunächst zu beweisen, daß es unter diesen Umständen eine Helligkeit überhaupt gibt. Ausgehend von der Einstellung auf Helligkeitsgleichheit (größte Ähnlichkeit) bei geringsten Farbenunterschieden stellt er einen Differenzialausdruck auf, der integrabel sein muß, wenn der Begriff Helligkeit bei Verschiedenfarbigkeit einen Sinn haben soll.

63. Addierbarkeit. Von einer jeden Methode der heterochromen Photometrie muß man fordern, daß man mit den durch sie erhaltenen Werten ebenso wie mit den bei Gleichfarbigkeit gewonnenen rechnen kann. Diese Bedingung ist bei den Einstellungen, die unter dem Einfluß des PURKINJEschen Phänomens

[1]) H. E. IVES, Phil. Mag. (6) Bd. 24, S. 149, 352, 744, 845, 853. 1912.
[2]) W. DZIOBEK, ZS. f. Instrkde. Bd. 46, S. 476. 1926.
[3]) E. SCHRÖDINGER, Ann. d. Phys. Bd. 63, S. 397, 427, 481. 1920.

erhalten sind, offenbar nicht erfüllt, denn es braucht unter diesen Umständen, wenn man $a = b$ gefunden hat, noch nicht $2a = 2b$ zu sein. Aber die Ausschaltung des PURKINJEschen Phänomens genügt nicht; als gleich gemessene Werte müssen auch untereinander vertauschbar sein. Wenn $a = b$ ist und $b = c$, muß auch $a = c$ sein. Allgemein muß man verlangen, daß die Addition von nach einer Methode der heterochromen Photometrie erhaltenen Werte nicht zu Widersprüchen führt. Wo entsprechend der KOHLRAUSCHschen Annahme die Farbenglut bei der Einstellung mitspricht, wird keine Addierbarkeit vorhanden sein, denn die reinen Farben (etwa rot und blau) f_r und f_b werden verhältnismäßig höher bewertet als z. B. die weniger farbige Mischung $f_r + f_b$. Ebenso kann es bei der Sehschärfemethode sein. Auch hier können wegen der chromatischen Abweichung des Auges die reinen Farben f_r und f_b einen höheren Wert geben als $(f_r + f_b)/2$.

Zur Frage der Addierbarkeit oder Additivität sind wiederholt Versuche angestellt worden. F. W. F. KOHLRAUSCH[1]) und CL. SCHÄFER[2]) haben an den Farben OSTWALDscher Farbenkreise durch stufenweises Vorgehen photometrische Vergleichungen mit Einstellung auf gleiche Eindruckshelligkeit, SCHÄFER auch nach der Flimmermethode, ausgeführt, bei denen sie schließlich zur Anfangsfarbe zurückkehrten. Sie haben dabei keine Abweichungen gefunden, die die Versuchsfehler überschreiten.

Bei der Benutzung der für die relative Empfindlichkeit des Auges gefundenen Werte zu Berechnungen über die Lichtemission von Temperaturstrahlern und in der objektiven Photometrie ist die Additivität oder Integrierbarkeit der Werte Voraussetzung. Daraus, daß sich dabei im allgemeinen Widersprüche nicht gezeigt haben, glaubt man schließen zu können, daß die Bedingung erfüllt ist[3]). Andererseits haben Versuche von TAYLOR[4]) doch Abweichungen ergeben, die das erlaubte Maß überschreiten. Er bestimmte die Durchlässigkeit von fünf Filtern nach der Flimmermethode und berechnete sie außerdem mit Hilfe der Augenempfindlichkeit. Dabei ergab die Rechnung z. B. für ein rubinrotes Filter 118, für ein blaues 93, wenn man die durch Messung erhaltenen Werte gleich 100 setzt.

b) Empfindlichkeit des Auges für homogene Strahlung.

64. Relative Augenempfindlichkeit. Mit Hilfe der beschriebenen Methoden der heterochromen Photometrie kann man eine Aufgabe lösen, die zunächst nur physiologisches Interesse hatte, die aber besonders durch die Untersuchungen über den Schwarzen Körper von großer Bedeutung für die Beleuchtungstechnik und die Photometrie geworden ist, nämlich die Bestimmung der relativen Empfindlichkeit des Auges für monochromatische Strahlung oder, anders ausgedrückt, der Helligkeitsverteilung in einem Spektrum mit bekannter Energieverteilung. Zur Lösung dieser Aufgabe hat man für ein beliebiges Spektrum die Lichtstrahlungen der verschiedenen Wellenlängen nach den Methoden der heterochromen Photometrie untereinander oder mit einem Vergleichslicht zu vergleichen und außerdem, etwa mit einem Strahlungsmesser, die Energie der Strahlen für die untersuchten Wellenlängen zu bestimmen. Nach dem früher Erörterten wird man verlangen müssen, daß die photometrischen Vergleichungen von einer größeren Anzahl geeigneter Beobachter unter solchen Bedingungen ausgeführt werden, daß der Einfluß des Dämmerungssehens ausgeschlossen ist.

---

1) F. W. F. KOHLRAUSCH, Phys. ZS. Bd. 21, S. 423. 1920.
2) CL. SCHÄFER, Phys. ZS. Bd. 26, S. 58, 908. 1925.
3) Vgl. z. B. K. S. GIBSON, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 9, S. 113. 1924.
4) A. H. TAYLOR, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 13, S. 193. 1926.

Bildet man aus den so gefundenen Werten die Quotienten: Leuchtdichte des spektralen Bezirks dividiert durch den zu ihm gehörigen Energiewert, in dem man den Maximalwert gleich eins setzt, und trägt diese Verhältniszahlen als Ordinaten über eine Wellenlängenskala als Abszissenachse auf, so entsteht eine „Kurve der relativen Augenempfindlichkeit in einem Spektrum konstanter Energie für ein mittleres normales Auge".

Solche Augenempfindlichkeitskurven sind vielfach bestimmt worden. Von ihnen entsprechen die ältesten, die von LANGLEY, der die Sehschärfenmethode anwandte, und von KÖNIG, der auf Eindrucksgleichheit einstellte, nicht mehr den heutigen Ansprüchen an Genauigkeit. Von den übrigen sind die meisten nach der Flimmermethode, einige nach der der unmittelbaren Helligkeitsvergleichung gewonnen. THÜRMEL[1]) (2 Beobachter) und BENDER[2]) (10 Beobachter) benutzten das LUMMER-PRINGSHEIMsche Spektralflimmerphotometer, bei dem zwei verschiedene Stellen desselben Spektrums miteinander verglichen werden, andere wie IVES[3]), NUTTING[4]), COBLENTZ und EMERSON[5]) verglichen nach dem Flimmerverfahren alle Spektralfarben mit dem gemischten Licht einer Glühlampe. Die Beobachtungen durch unmittelbare Helligkeitsvergleichung waren nur erfolgreich, wenn die Stufenmethode angewandt wurde. Nach dieser sind die Kurven von HYDE, FORSYTHE und CADY[6]) sowie von GIBSON und TYNDALL[7]) erhalten.

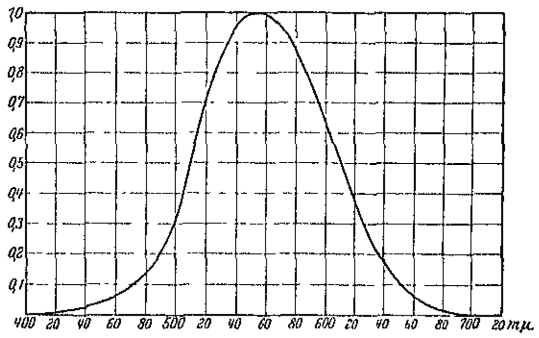


Abb. 36. Relative Empfindlichkeit des Auges für homogene Strahlungen gleicher Energie. Der Höchstwert der Empfindlichkeit ist gleich eins gesetzt.

Die Energieverteilung des benutzten Spektrums wurde auf verschiedene Weise gewonnen, durch direkte aktinometrische Messungen an einer Azetylenflamme oder einer Metallfadenlampe, oder durch Bezug auf die berechenbare Energieverteilung des Schwarzen Körpers oder einer Metallfadenlampe.

Nach sorgfältiger Diskussion aller bisherigen Ergebnisse wurden von der Internationalen Beleuchtungskommission im Jahre 1924 in Genf auf Vorschlag von GIBSON[8]) die in der folgenden Tabelle aufgeführten Werte zum allgemeinen Gebrauch als vorläufige Werte der relativen Augenempfindlichkeit empfohlen. Abb. 36 zeigt sie in Kurvenform. Sie sind abgeleitet aus den Zahlen von IVES, NUTTING (zusammen 39), COBLENTZ und EMERSON (125), HYDE, FORSYTHE und CADY (29), GIBSON und TYNDALL (52). Die Zahlen in Klammer geben die Anzahl der Beobachter.

---

[1]) E. THÜRMEL, Ann. d. Phys. Bd. 33, S. 1139. 1910.
[2]) H. BENDER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 45, S. 105. 1914.
[3]) H. E. IVES, Phil. Mag. (6) Bd. 24, S. 853. 1912; Journ. Frankl. Inst. Bd. 188, S. 217. 1919.
[4]) G. P. NUTTING, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 55. 1920.
[5]) W. W. COBLENTZ u. W. B. EMERSON, Bull. Bureau of Stand. Bd. 14, S. 167. 1918.
[6]) E. P. HYDE, W. E. FORSYTHE u. F. E. CADY, Astrophys. Journ. Bd. 48, S. 65. 1918.
[7]) K. S. GIBSON u. E. P. T. TYNDALL, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 475. Bd. 19, S. 131. 1923/24.
[8]) K. S. GIBSON, I. B. K. Ber. VI (Genf 1924), S. 232; s. auch ebenda S. 67.

Relative Augenempfindlichkeit φ_λ.

λ in $m\mu$	φ_λ	λ in $m\mu$	φ_λ	λ in $m\mu$	φ_λ
400	0,0004	530	0,862	650	0,107
10	0012	40	954	60	061
20	0040	550	995	70	032
30	0116	60	995	80	017
40	023	70	952	90	0082
450	038	80	870	700	0041
60	060	90	757	10	0021
70	091	600	631	20	00105
80	139	10	503	30	00052
90	208	20	381	40	00025
500	323	30	265	750	00012
10	503	40	175	60	00006
20	710				

Es ist mehrfach versucht worden, die Werte der Augenempfinc durch eine Formel darzustellen. Die von GOLDHAMMER[1]) gegebene

$$\varphi_\lambda = \left(\frac{0,555}{\lambda} e^{1-\frac{0,555}{\lambda}}\right)^{170,5}$$

ist der Ausgangspunkt für verschiedene später aufgestellte geworde Formel von WALSH[2]), die die Werte der Tabelle mit großer Genauigkeit geben soll, besteht aus vier derartigen Gliedern.

Aus der Strahlungsenergie S_λ einer Lichtquelle im Sichtbaren f jede Wellenlänge λ, also aus der Energieverteilung in diesem Gebiet, erhä durch das Produkt $H_\lambda = S_\lambda \cdot \varphi_\lambda$ die spektrale Helligkeitsverteilung der quelle. Ist nun E_λ die von dem Schwarzen Körper bei einer gewissen Tem im Sichtbaren ausgestrahlte Energie, A_λ das Absorptionsvermögen bei Temperatur für einen bestimmten Strahler, so gilt für diesen $S_\lambda = E_\lambda$. also $H_\lambda = A_\lambda E_\lambda \varphi_\lambda$. Wenn nun A_λ von der Wellenlänge unabhängig is es also mit einem sog. grauen Strahler zu tun hat, so folgt, daß Strahler bei jeder Temperatur dieselbe Lichtverteilung, also auch c Farbe hat wie der Schwarze Körper bei derselben Temperatur. Wenn i nicht konstant ist, sich aber nur wenig und stetig mit der Wellenlänge wie es bei den meisten gebräuchlichen Lichtquellen der Fall ist, gibt Temperatur des Schwarzen Körpers, bei der dieser dieselbe Lichtver und also dieselbe Farbe hat wie die Lichtquelle bei einem bestimmten zustand. Man nennt diese Temperatur die F a r b t e m p e r a t u r der quelle. Sie wird am besten durch Farbvergleichung mit dem Schwarzen im Kontrastphotometer bestimmt. Man kann sich aber auch auf photometr Wege Kohlen- und Wolframlampen bekannter Farbtemperatur herstell bei beiden Lampenarten die Beziehung zwischen der Lichtausbeute (Lm und der Farbtemperatur genau untersucht ist[3]). Ein weiteres Hilfsmitt Bestimmung der Farbtemperatur ist das PRIESTsche Rotations-Dispersions (Ziff. 66). Die Bedeutung der Farbtemperatur einer Lichtquelle für die metrie liegt darin, daß man durch sie die Lichtverteilung sowie die Energ teilung im sichtbaren Gebiet kennt.

---

[1]) D. A. GOLDHAMMER, Ann. d. Phys. Bd. 16, S. 621. 1905.

[2]) W. T. WALSH, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 11, S. 111. 1925.

[3]) E. P. HYDE, F. E. CADY u. W. E. FORSYTHE, Phys. Rev. Bd. 10, S. 395. H. BUCKLEY, L. J. COLLIER u. F. J. C. BROOKES, I. B. K. Ber. VI (Genf 1924), S. 2(

65. Das mechanische Lichtäquivalent. Die Empfindlichkeitskurve des Auges gibt nur relative Werte; sie zeigt aber, wie man die Leistung, die einem bestimmten Lichtstrom entspricht, für Licht jeder Wellenlänge finden kann, wenn man sie für eine kennt. Man bezeichnet nun diejenige Leistung in Watt, die für die Einheit des Lichtstroms, also 1 Lm, von der Wellenlänge der größten Augenempfindlichkeit (etwa $\lambda = 555$ mμ) aufzuwenden ist, als das mechanische Äquivalent des Lichtes. Der reziproke Wert stellt also das Maximum des Lichtstroms dar, der durch 1 Watt erhalten werden kann.

Das mechanische Lichtäquivalent ist häufig bestimmt worden. Der nächstliegende Weg dazu, daß man nämlich einen Lichtstrom der bezeichneten Wellenlänge oder einer naheliegenden photometrisch und aktinometrisch bestimmt, ist zuerst von BUISSON und FABRY[1]), dann von IVES, COBLENTZ und KINGSBURY[2]) eingeschlagen worden. Ein zweiter Weg ist der, daß man von einer Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum und von angebbarer Energieverteilung den Lichtstrom und die Gesamtleistung (die zugeführte, soweit sie in Licht umgesetzt wird, oder die ausgestrahlte) bestimmt und das mechanische Lichtäquivalent unter Benutzung der Augenempfindlichkeit berechnet. Die Energieverteilung kann dazu, wie z. B. beim Schwarzen Körper, rechnerisch gefunden oder direkt durch Messungen bestimmt werden[3]).

Ist Φ der Lichtstrom einer solchen Lichtquelle, S_λ ihre Strahlung für die Wellenlänge λ, φ_λ die relative Augenempfindlichkeit, so ist das mechanische Lichtaquivalent:

$$P = \int_0^\infty \frac{S_\lambda \varphi_\lambda d\lambda}{\Phi}.$$

Will man z. B. P mit Hilfe des Schwarzen Körpers bestimmen, so ist $S_\lambda = E_\lambda \pi$, wenn $E_\lambda d\omega$ den von einer 1 cm² großen Fläche in den kleinen räumlichen Winkel $d\omega$ senkrecht ausgestrahlten Energiestrom bedeutet, und $\Phi = H\pi$, wo H die Leuchtdichte (Helligkeit) in HK/cm² ist. Dann wird

$$P = \int_0^\infty \frac{E_\lambda \varphi_\lambda}{H},$$

wo nach dem hier ausreichenden WIENschen Energieverteilungsgesetz:

$$E_\lambda = 2c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

ist.

Ein dritter Weg[4]) besteht darin, daß man ein geeignetes Filter für objektive Photometrie (Ziff. 69) benutzt. Man bestimmt für eine beliebige Lichtquelle die Leistung, die durch das Filter hindurchgeht und dividiert diese Größe durch die Durchlässigkeit des Filters für 555 mμ. Denn für das Maximum der Augenempfindlichkeit muß die Leistung ohne Schwächung mit ihrem vollen Betrage in die Rechnung eingehen. So erhält man $\int_0^\infty S_\lambda \varphi_\lambda d\lambda$. Man bestimmt dann noch Φ wie gewöhnlich photometrisch.

---

[1]) H. BUISSON u. CH. FABRY, C. R. Bd. 153, S. 254. 1911.

[2]) H. E. IVES, W. W. COBLENTZ u. E. F. KINGSBURY, Phys. Rev. Bd. 5, S. 269. 1915.

[3]) Vgl. z. B. E. P. HYDE, W. E. FORSYTHE u. F. E. CADY, Phys. Rev. Bd. 13, S. 45. 1919; H. E. IVES, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 9, S. 635. 1924; E. BRODHUN u. FR. HOFFMANN, ZS. f. Phys. Bd. 37, S. 137. 1926.

[4]) H. E. IVES, W. W. COBLENTZ u. E. F. KINGSBURY, Phys. Rev. Bd. 5, S. 269. 1915; H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 180, S. 409. 1915.

Die auf den verschiedenen Wegen gefundenen Werte für P weichen vo einander teilweise stark ab. Man wird den Wert

$$P = 0{,}00145 \text{ Watt/Lm}$$

als richtig auf etwa $\pm 5\%$ annehmen können[1]).

c) Indirekte Methoden mit Einstellung bei Farbengleichhei

66. Filter. Wenn man häufig Messungen mit denselben Farbenunterschied(auszuführen hat wie z. B. bei der Vergleichung von normal brennenden Kohle fadenlampen mit ebensolchen Metallfadenlampen, so liegt es nahe, die Ve gleichslichtquelle in der einen dieser Farben zu wählen und für die Messu bei der anderen Farbe ein solches Farbfilter zwischen Vergleichslichtquelle ur Photometer zu setzen, daß die andere Farbe im Photometer entsteht. Die phot metrische Vergleichung kann dann bei Gleichfarbigkeit ausgeführt werden. Fre lich muß die Durchlässigkeit des Filters für die benutzte Vergleichslichtquel durch eine geeignete direkte Methode von einer hinreichenden Anzahl in bez auf ihren Farbensinn normaler Beobachter bestimmt werden. Man vermeid(also auf diese Weise die Messung mit dem Farbenunterschied nicht; aber ma hat einen bedeutenden Zeitgewinn bei späteren Messungen mit demselben Farbe unterschied und den Vorteil größerer Genauigkeit. Als Material für die Filt(eignet sich am besten Glas, z. B. blaues Kobaltglas, wegen der hohen Unve änderlichkeit seiner Durchlässigkeit. Nicht ganz so gut wegen ihrer geringere Beständigkeit sind gefärbte Gelatineblättchen, die zwischen Glasplatten ei geschlossen sind[2]). Außerdem benutzt man häufig Flüssigkeitsfilter, die vortei haft wegen ihrer Reproduzierbarkeit sind. Aber sie sind wenig beständig, namen lich wenn sie sich längere Zeit in dem Absorptionsgefäß befinden; außerdem habe sie teilweise einen hohen Temperaturkoeffizienten.

Um die direkte heterochrome Vergleichung zu umgehen, empfiehlt PIRANI[3]) die spektrale Durchlässigkeit des Filters spektrophotometrisch zu bestimme und daraus mit Hilfe der spektralen Energieverteilung der Lichtquelle un der relativen Augenempfindlichkeit die Durchlässigkeit des Filters zu berechner

Die ermittelte Durchlässigkeit eines Filters gilt natürlich nur für die spek trale Helligkeitsverteilung der Lichtquelle, für die sie bestimmt ist, allgemeine für eine bestimmte Farbtemperatur.

Die folgenden Filter haben den großen Vorzug, daß ihre Färbung steti veränderlich und die damit verbundene Durchlässigkeitsänderung angebbar ist

In Verfolg eines Vorschlags von FABRY haben IVES und KINGSBURY zwe Lösungen[4]), eine gelbe und blaue, angegeben, die in 1 cm dicker Schicht un(in Verbindung mit einer normal brennenden Kohlenfadenlampe (3,6 Watt au 1 HK mittlere horizontale Lichtstärke) je nach der gewählten Konzentratio die Farbe einer Lichtquelle mit anderer Farbtemperatur herzustellen erlauben Die Durchlässigkeit kann im einzelnen Falle aus der Konzentration durch ein(angegebene Formel berechnet werden.

---

[1]) Eine Zusammenstellung der amerikanischen Werte bei E. P. HYDE, I. B. K. Ber. V (Paris 1921), S 160.

[2]) Unter dem Namen Filter Wratten sind solche Filter im Handel (Eastman Kodak Co. Rochester, N Y). Vgl. WALSH, Photometry, S. 243.

[3]) M. PIRANI, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 21, S. 41. 1915.

[4]) CH. FABRY, C. R. Bd. 137, S 743. 1903; H. E. IVES u. E. F. KINGSBURY, Phys. Rev (2) Bd. 6, S 319. 1915; H. E IVES, Journ. Frankl. Inst Bd. 188, S. 217. 1919; A. H. TAYLOR I. B. K. Ber. V (Paris 1921), S. 132

Eine konstante Vergleichslichtquelle veränderlicher Färbung stellt v. Voss[1]) in folgender Weise her. Er verwendet zwei Filter von gleicher Durchlassigkeit für die benutzte Vergleichslichtquelle, ein rotes und ein grünes. Sie sind sich berührend nebeneinander angeordnet und befinden sich vor einer Milchglasplatte, die von einer in einem weißen Gehäuse befindlichen Glühlampe beleuchtet wird. Darüber kann ein Schieber mit einer Öffnung bewegt werden, so daß die Summe der freien Filterflächen konstant bleibt, ihr Verhältnis sich aber stetig ändert. Das austretende Licht beleuchtet den Photometerschirm. Wenn die Durchlässigkeiten der beiden Filter verschieden sind, verlangt die Vorrichtung eine geringe Abänderung. Auch für derartige Filter mit drei Farben hat v. Voss Vorschläge gemacht. Ives[2]) hat ein auf dem gleichen Prinzip beruhendes Filter mit den drei Farben Gelb, Grün, Blau ausgeführt.

Auf der Farbänderung, die durch die Rotationsdispersion hervorgebracht wird, beruht das Priestsche Rotations-Dispersions-Filter[3]). In seiner einfacheren Form besteht er aus zwei Nicolschen Prismen, zwischen denen sich eine senkrecht zur Achse geschliffene Quarzplatte von 0,5 mm Dicke befindet und von denen der Analysator meßbar gedreht werden kann.

Wenn man durch diese Vorrichtung Licht von bestimmter Farbtemperatur T schickt, so hat, wie Priest gefunden hat, das austretende Licht nahezu die spektrale Helligkeitsverteilung des Schwarzen Körpers einer anderen, durch die Analysatorstellung bestimmten Temperatur T'. Aus der bekannten Abhängigkeit der Rotationsdispersion von der Wellenlänge kann sowohl T' wie auch die Durchlässigkeit der Vorrichtung ermittelt werden. Auf diese Weise werden mit verschiedenen Normallampen (Farbtemperatur 2077°, 2360°, 2848°) Farbtemperaturen bis zu 4200° erreicht. Für höhere Temperaturen benutzt Priest eine Vorrichtung aus drei Nicolschen Prismen mit zwei dazwischenliegenden Quarzplatten von 0,5 mm Dicke in Verbindung mit einer Normallampe von 2848° Farbtemperatur. Im ganzen können auf diese Weise Farbtemperaturen von der der Hefnerlampe bis zu der des blauen Himmels eingestellt werden. Tabellen, die Priest gibt, erleichtern das Arbeiten mit dem Apparat.

67. Die Crovawellenlänge. Bei den nun zu beschreibenden Verfahren liegt das Filter nicht zwischen Vergleichslampe und Photometer, sondern zwischen diesem und dem Auge, so daß beide Vergleichsfelder gefärbt werden. Wenn man zwei verschiedenfarbige Lichtquellen photometrisch zu vergleichen hat, wird man stets einen spektralen Bezirk finden können, für den das Verhältnis der Strahlungen ebenso groß ist wie das Verhältnis der Gesamtlichtstrahlungen. Beim Vergleich von Sonnenlicht mit der Carcellampe ermittelte Crova[1]) diese Wellenlänge zu 582 mμ. Wenn man also diese beiden Lichtquellen photometrisch vergleicht, indem man ein Filter an das Auge bringt, das nur einen spektralen Bezirk um 582 mμ hindurchläßt, so wird man bei Farbengleichheit messen können und doch ein richtiges Ergebnis erhalten. Natürlich gilt diese Wellenlänge zunächst nur für die betrachteten Lichtquellen, für andere wird sie im allgemeinen nur mit einer gewissen Annäherung gelten. Für Paare von Lichtquellen mit bekannter Energieverteilung im Sichtbaren kann man die Crovawellenlänge mit Hilfe der Augenempfindlichkeitskurve berechnen. Ives[5]) untersuchte den Fall, daß ein Schwarzer

---

[1]) R. v. Voss, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 25, S. 53. 1919; Elektrot. ZS. Bd. 40, S. 484. 1919.
[2]) H. E. Ives, Journ. Opt. Soc Amer. Bd. 7, S. 243. 1923.
[3]) J. G. Priest, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 7, S. 1175. 1923. (Zusammenfassende Darstellung.)
[4]) F. Crova, C. R. Bd. 93, S. 512. 1881; s. auch Ch. Fabry, I. B. K. Ber. VI (Genf 1924), S. 193. Über Filter für die Crovamethode s. R. Jouast, ebenda S. 226.
[5]) H. E. Ives, Phys. Rev. Bd. 32, S. 316. 1911; s. auch W. E. Forsythe, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 305. 1920; Journ. Frankl. Inst. Bd. 197, S. 517. 1924.

Körper A von 2100° abs. mit einem zweiten B anderer Temperatur photometris zu vergleichen ist. Er fand die Crovawellenlänge zu 580 mμ, wenn B zwisch 1600° und 2300°, zu 560 mμ, wenn B zwischen 3000° und 4000°, zu 550 m wenn B zwischen 4500° und 5500° liegt. In Übereinstimmung damit geb BOUTARIC und VUILLAUME[1]) an, daß die Crovamethode mit der Wellenlän 582 mμ für Farbtemperaturen zwischen 1700° und 2500° genügend zuverlässi Werte gibt.

68. Methoden von MACÉ DE LÉPINAY und von L. WEBER. Die Temperat und damit die spektrale Energie- und Helligkeitsverteilung des Schwarz Körpers ist durch den Absolutwert der Strahlung einer Wellenlänge E_λ u ebenso durch das Verhältnis der Energiewerte zweier Strahlungen $E_{\lambda_1}/E_{\lambda_2}$ b stimmt. Mit einer gewissen Annäherung wird daher auch die spektrale Helligkeit verteilung (Farbe) unserer gebräuchlichen Lichtquellen, soweit sie nämli nahezu graue Strahler sind, durch das Verhältnis der Intensitäten zwei homogenen Bezirke festgelegt sein. Vergleicht man daher mit einer Norma lampe eine zu messende andersfarbige Lampe einmal im roten und danach i grünen Licht ihrer Spektra, so wird, wenn die erhaltenen Werte R und Gr sin das Verhältnis Gr/R einen Index für die Farbe der zu messenden Lampe bilde und man wird deren Lichtstärke J durch

$$J = R f\left(\frac{Gr}{R}\right)$$

darstellen können, wo f eine unbekannte Funktion ist.

MACÉ DE LÉPINAY[2]) hat für Benutzung der Carcellampe als Vergleich lichtquelle die Formel

$$J = \frac{R}{1 + 0{,}208\left(1 - \frac{Gr}{R}\right)}$$

angegeben. Die Werte R und Gr werden gewonnen, indem Flüssigkeitsfilte einer vorgeschriebenen Zusammensetzung zwischen Auge und Photometer ge bracht werden.

BOUTARIC und VUILLAUME[3]) weisen durch Rechnung am Schwarzen Strahle nach, daß die Formel von MACÉ DE LÉPINAY verbesserungsfähig ist, wobei si als wirksame Wellenlänge der Filter 630 mμ und 530 mμ annehmen. Sie steller die allgemeinere Formel auf:

$$\frac{J}{R} - 1 = 2 \cdot 10^{-4} \vartheta \left(\frac{Gr}{R - 1}\right),$$

wo ϑ die Farbtemperatur der Vergleichslichtquelle ist.

LEONHARD WEBER[4]) benutzt ein rotes und ein grünes Glasfilter. Der Wer von $f(Gr/R)$ wird nicht durch eine Formel erhalten, sondern einer Tabelle ent nommen, die durch direkte Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen, z. B verschieden beanspruchter Glühlampen mit Hilfe von Sehschärfebestimmunge gewonnen ist. Die Sehzeichen bestehen aus Ringsystemen verschiedener Fein heit, die auf Milchglasplatten durch ein photographisches Verfahren aufgebracht sind. Die Methode leidet an allen Mängeln der Sehschärfebestimmungen.

---

[1]) A. BOUTARIC u. M. VUILLAUME, C. R. Bd. 175, S. 688. 1922; Rev. d'opt. Bd. 2 S. 41. 1923.

[2]) J MACÉ DE LÉPINAY, C. R. Bd. 97, S. 1428 1883.

[3]) A. BOUTARIC u. M. VUILLAUME, C. R. Bd. 175, S. 688. 1922; Rev. d'opt. Bd. 2 S. 41. 1923.

[4]) L. WEBER, Elektrot. ZS. Bd. 5, S 166. 1884. S. auch J. STUHR, Über die Bestim mung des Äquivalenzwertes verschiedenfarbiger Lichtquellen. Diss. Kiel 1908.

d) Objektive Photometrie.

69. Photometrie durch nichtselektive Strahlungsmesser. Es wurde anfangs gesagt, daß man einwandfreie photometrische Vergleichungen verschiedenfarbiger Lichter allein mit physikalischen Apparaten unter Ausschaltung des Auges nicht ausführen kann, weil alle Strahlungsmesser eine andere Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Wellenlänge haben als das Auge. Es liegt aber offenbar die Möglichkeit vor, die Empfindlichkeit der Strahlungsmesser der des Auges anzupassen. Indirekt bleibt also das Auge maßgebend. Für nichtselektive Strahlungsmesser (Bolometer, Thermosäule, Radiomikrometer) ist der Weg durch die Gleichung

$$\Phi = \int_0^\infty \frac{S_\lambda \varphi_\lambda \, d\lambda}{P}$$

gegeben (vgl. Ziff. 65). Man muß die zu messende Lichtstrahlung auf ihrem Wege zum Meßapparat durch eine Vorrichtung hindurchgehen lassen, durch die die homogenen Bestandteile, aus denen sie besteht, gemäß den Werten der Augenempfindlichkeit geschwächt werden.

Für die praktische Ausführung bieten sich zwei Möglichkeiten. Die eine besteht darin, daß man die Strahlung durch ein geeignetes Filter schwächt[1]), die andere darin, daß man von der zu messenden Lichtquelle ein Spektrum entwirft

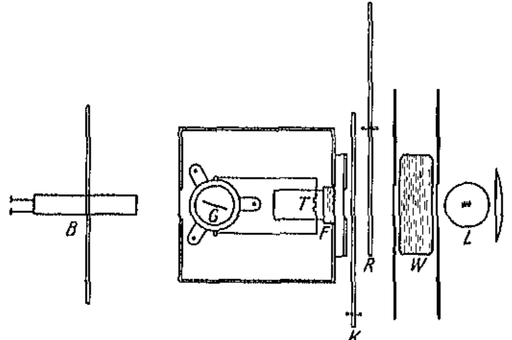


Abb. 37. Anordnung nach IVES für objektive Photometrie mit einem Filter F, das die Strahlen jeder Wellenlänge entsprechend den Werten der Augenempfindlichkeit schwächt. W ist ein Wassergefäß zum Abhalten der ultraroten Strahlen, T Thermosäule, G Galvanometer.

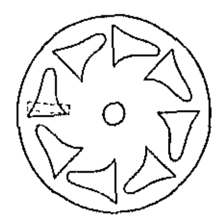


Abb. 38. Rotierende Scheibe für objektive Photometrie nach IVES. An den Ort eines geeigneten Spektrums gebracht, schwächt sie die Strahlen jeder Wellenlänge entsprechend den Werten der Augenempfindlichkeit.

und an dessen Ort eine Blende mit einem Ausschnitt bringt, der die Strahlung jeder Wellenlänge im Verhältnis der Augenempfindlichkeit abschwächt[2]).

Flüssigkeitsfilter der bezeichneten Art sind von verschiedenen Seiten vorgeschlagen worden[1]). Die zuletzt von IVES[3]) angegebene Lösung hat folgende Zusammensetzung: Kupferchlorid 61,25 g, Kobaltammoniumsulfat 14,5 g, Kaliumchromat 1,9 g, Wasser bis zu 1 l Lösung. Die Filterflüssigkeit wird in 1 cm Schichtdicke angewandt und außer ihr zur Abhaltung der ultraroten Strahlung ein Wassergefäß mit 4 cm Schichtdicke eingeschaltet.

Die photometrische Anordnung von IVES mit solchem Filter zeigt Abb. 37. L ist die Lichtquelle, F das Filter, T eine Thermosäule, G das Galvanometer

[1]) CH. FÉRY, Journ. de phys. Bd. 7, S. 632. 1908; R. A. HOUSTOUN, Proc. Roy. Soc. London Bd. 85, S. 275. 1911; Phys. ZS. Bd. 12, S. 800. 1911; E. KARRER, Phys. Rev. (2) Bd. 5, S. 189. 1915; F. CONRAD, Ann. d. Phys. Bd. 54, S. 357. 1917; H. E. IVES u. E. F. KINGSBURY, Phys. Rev. (2) Bd. 6, S. 319. 1915.

[2]) H. STRACHE, Journ. f. Gasbeleuchtg. Bd. 54, S. 1003. 1911; H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 180, S. 409. 1915; Phys. Rev. (2) Bd. 6, S. 334. 1915; A. BLONDEL, C. R. Bd. 169, S. 830. 1919.

[3]) H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 188, S. 217. 1919; s. auch I. B. K. Ber. V (Paris 1921), S. 176.

(D'ARSONVAL), *B* Fernrohr mit Skala, *W* das Wassergefäß, *K* eine Verschlußklappe und *R* ein Rotierender Sektor. Mit einer Kohlenfadenlampe von 50 HK wurde ein Ausschlag von 7 cm erhalten. Der Rotierende Sektor diente dazu, die Ausschläge stets auf dieselbe Große zu bringen, um den Einfluß mangelnder Proportionalitat des Ausschlages mit der Strahlung zu vermeiden.

Für physikalische Lichtmessung nach der anderen Methode bediente sich IVES[1]) der folgenden Anordnung. Das Licht der zu messenden Lichtquelle wird mit Hilfe einer Kondensatorlinse auf den Kollimatorspalt eines Spektrometers geworfen. An dem Ort des Spektrums rotiert eine Scheibe, wie Abb. 38 zeigt, in der sich acht Ausschnitte befinden. Diese sind so gestaltet und justiert, daß das austretende Licht jeder Wellenlänge im Verhältnis seiner Augenempfindlichkeit geschwächt wird. Das Spektrum wird dann durch eine weitere Linse so wieder vereinigt, daß ein stark verkleinertes Bild der Prismenfläche auf eine Vakuum-Thermosäule hoher Empfindlichkeit fällt. An Stelle der rotierenden Scheibe wird auch ein fester Ausschnitt von entsprechender Gestalt benutzt. Die erstere hat den Vorteil, daß der Kollimatorspalt nicht in seiner ganzen Höhe gleichmäßig beleuchtet zu sein braucht und die maximale Höhe eines Ausschnitts unabhängig von der Höhe des Spektrums ist.

IVES hat mit seinen Photometern nur relative Messungen ausgeführt. Es liegt aber ohne weiteres die Möglichkeit vor, mit einem solchen Apparat auch absolut in Watt zu messen, also gewissermaßen Lichtmessungen in Watt auszuführen. Die ersten Vorschläge hierzu rühren wohl von STRACHE[2]) und HOUSTOUN[3]) her. Man kann natürlich auch mit Hilfe des mechanischen Lichtäquivalents aus dem Wattwert den Lichtstrom in Lm berechnen. IVES[4]) schlägt vor, unter Ausschaltung jeder Lichteinheit als Einheit den Lichtstrom zu wählen, der in der beschriebenen Weise gemessen 1 Watt ergibt (1 Lichtwatt). Die Messungen sollen durch Vergleich mit einer Normalstrahlungsquelle ausgeführt werden.

Alle diese physikalisch-photometrischen Messungen und die Ausführung der weitergehenden Pläne auf Abschaffung der Lichteinheit scheitern zunächst noch an der nicht genügenden Empfindlichkeit der Empfangsapparate und den übrigen experimentellen Schwierigkeiten, die mit der Messung außerordentlich schwacher Strahlungen verbunden sind. Alle Fortschritte auf dem Gebiete der Strahlungsmessung bringen uns aber der allgemeineren Einführung der physikalischen Photometrie näher.

70. Selenzelle. Die Notwendigkeit, allzu empfindliche Meßapparate verwenden zu müssen, fällt im allgemeinen fort, wenn man selektive Empfänger verwendet. Durch sie kann man sogar zu einer erheblich größeren Empfindlichkeit gelangen, als mit dem Auge erreichbar ist. Unter diesen Empfängern ist Selen[5]) am frühesten für photometrische Zwecke benutzt worden. Es hat in graukristallinischem Zustand die Eigenschaft, daß sein elektrischer Widerstand unter der Einwirkung von Licht stark abnimmt (auf $^1/_{10}$ bis $^1/_{15}$). Durch Bestimmung der Widerstandsänderung lassen sich also Lichtmessungen ausführen. Die Aufnahmevorrichtung für das Licht, Selenzelle genannt, ist wegen des hohen spezifischen Widerstandes des Selens meist so eingerichtet, daß ein möglichst langer dünner Streifen der lichtempfindlichen Schicht in seiner ganzen Länge beiderseitig an Metall grenzt, der als Stromzuleitung dient. Z. B. wird auf einer kleinen Glasplatte (vielleicht von 25×50 mm², s. Abb. 39) ein Platinüberzug hergestellt und durch eine mit feiner Nadel eingeritzten Zickzacklinie

---

[1]) H. E. IVES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 180, S. 409. 1915.
[2]) H STRACHE, Journ. f Gasbeleuchtg. Bd. 54, S 1003. 1911.
[3]) R. A. HOUSTOUN, Phys. ZS Bd 12, S. 800. 1911.
[4]) H. E IVES, Astrophys Journ. Bd. 36, S. 322. 1912; Journ Frankl. Inst. Bd. 180, S. 409. 1915
[5]) Vgl. CHR. RIES, Die elektr. Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik, 2. Aufl., Berlin 1913. Mit umfangreichem Literaturverzeichnis.

in zwei Teile zerlegt. Die Platinfläche wird dann mit einer dünnen Selenschicht überzogen, die durch geeignete Behandlung (Erhitzung und langsame Abkühlung) in den kristallinischen Zustand gebracht wird. Zwei Stellen (*a* und *b*), die als Stromzuleitungen dienen, bleiben von dem Selen frei. Bei anderen Zellen wickelt man zwei als Stromzuleitungen dienende Drähte parallel in geringem Abstand voneinander auf eine isolierende Unterlage und füllt die Zwischenräume mit dem Selen. Gegen Feuchtigkeit sind die Zellen gut zu schützen. Vorteilhaft benutzt man sie im Vakuum.

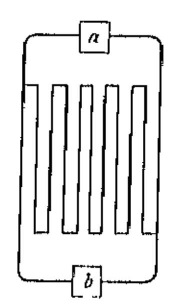


Abb. 39. Selenzelle. Die Zickzacklinie bezeichnet das lichtempfindliche Selen, das sich zwischen einem Platinniederschlag auf Glas befindet. *a* und *b* sind die Zuleitungen.

Es sind zahlreiche Selenphotometer[1]) konstruiert worden; aber wegen der großen Mängel, die diesem Meßverfahren anhaften und mit denen man stets mehr oder weniger zu kämpfen hat, hat sich keins für die praktische Photometrie bewährt. Die Selenzelle besitzt eine große „Trägheit", d. h. es dauert längere Zeit (oft mehrere Minuten), bis bei Einwirkung von Licht Konstanz des Widerstandes erreicht ist. Ein weiterer Übelstand ist die Nachwirkung, die sich darin äußert, daß nach der Belichtung die Leitfähigkeit nur langsam ihren alten Wert (Dunkelwert) wieder annimmt. Manche Zellen zeigen Ermüdung, d. h. bei konstanter, längere Zeit anhaltender Belichtung nimmt der Widerstand, nachdem er ein Minimum erreicht hat, wieder zu; bei anderen bildet sich ein störender Polarisationsstrom.

Was die Abhängigkeit der Lichtempfindlichkeit von der Wellenlänge betrifft, so wird das Maximum meist im Rot gefunden. Es ist aber ein weiterer Mangel der Selenzelle, daß die Gestalt der Empfindlichkeitskurve je nach der Art der Herstellung der Zelle wechselt und sich auch bei derselben Zelle mit der Zeit ändert. Eingehende Untersuchungen[2]) haben ergeben, daß in jeder Selenzelle verschiedene Kristallisationsformen wirksam sind, die verschiedene Farbenempfindlichkeit besitzen. Ferner können gewisse Einwirkungen, wie Stärke und Dauer der Belichtung, Vorbelichtung, Temperatur auf die Gestalt der Empfindlichkeitskurven, von Einfluß sein. So hat PFUND[3]) gefunden, daß bei der von ihm benutzten Zellenart bei geringer Belichtung das Maximum im Rot verschwunden ist und ein schwaches Maximum im Gelbgrün auftritt. Wertvolle Untersuchungen über den Einfluß der Kristallform auf die Gestalt der Empfindlichkeitskurven sind von DIETRICH[4]) und von SIEG und BROWN ausgeführt worden.

Versuche, andere Stoffe mit ähnlicher Lichtempfindlichkeit, wie sie das Selen besitzt, zu finden, haben in einem Falle zu einem gewissen Erfolg geführt. CASE stellt Zellen mit einer aus Thallium, Sauerstoff und Schwefel bestehenden Substanz her, die er Thalofide nennt[5]). Der Stoff befindet sich auf einer Quarzplatte in einem luftleeren Gefäß. Das Empfindlichkeitsmaximum liegt bei 1 μ. Einige der besten Zellen verringerten ihren Widerstand um 50% bei einer Beleuchtung von etwa 0,7 Lx durch eine Metallfadenlampe. Die Thalofidezellen sollen eine geringe Trägheit besitzen und sich schnell erholen.

71. Photozelle. Günstiger als die Selenzellen verhalten sich die lichtelek-

---

[1]) Eine Zusammenstellung bei W. JAENICHEN, Lichtmessungen mit Selen. Diss. Berlin-Nikolassee. 1914.

[2]) Eine Übersicht darüber bei CHR. RIES, ZS. f. Feinmech. Bd. 26, S. 25, 34. 1918.

[3]) A. H. PFUND, Phys. Rev. Bd. 34, S. 370. 1912; Phys. ZS. Bd. 13, S. 507. 1912; F. C. BROWN u. L. P. SIEG, Phys. Rev. Bd. 2, S. 487. 1913.

[4]) E. O. DIETRICH, Phys. Rev. Bd. 4, S. 467. 1914; Bd. 8, S. 191. 1916.

[5]) T. W. CASE, Phys. Rev. Bd. 15, S. 289. 1920; W. W. COBLENTZ, Phys. Rev. Bd. 15, S. 139. 1920; Scient. Pap. Bureau of Stand. Bd. 16, S. 253. 1920; s. auch Elektrot. ZS. Bd. 46, S. 1784. 1925.

trischen Zellen[1]). Fur photometrische Zwecke kommen die Na-Zelle, die K-Z und die Rb-Zelle in Betracht. Das Empfindlichkeitsmaximum liegt für die Zelle bei 340 mμ, die K-Zelle bei 435 mμ und für die Rb-Zelle bei 480 mμ. M wird die K-Zelle benutzt. Der Photostrom ist in weiten Grenzen dem auffallen Lichte proportional[2]). Jedoch sind auch Abweichungen von diesem Ges beobachtet worden. Trägheits- und Ermüdungserscheinungen soll man, schon erwähnt (Ziff. 49), durch Verwendung von Zellen beseitigen können, de Innenwand bis auf die Eintrittsöffnung für das Licht völlig verspiegelt

Die Empfindlichkeit der Kaliumzelle ist außerordentlich groß. Vielf genügt die Benutzung eines empfindlichen Galvanometers. Bei höheren sprüchen muß man ein Elektrometer wählen und kann die Empfindlichk auch durch die Anwendung von Verstärkerröhren steigern. Die gewöhnl gewählte Meßanordnung ist aus Ziff. 49 ersichtlich.

Das Haupthindernis für die allgemeinere Anwendung der Photozelle in Photometrie liegt in der starken Abweichung ihrer Empfindlichkeitskurve v der des Auges. So hat denn die Kaliumzelle für gemischtes Licht zunächst r da Verwendung gefunden, wo nahezu gleichfarbige Lichter zu vergleichen sir VOEGE[3]) hat, um die Kaliumzelle für die praktische Photometrie tauglicher machen, ein Gelatinefilter eingeschaltet, durch das das Empfindlichkeitsmaxim mit dem des Auges in Übereinstimmung gebracht ist. Jedoch fällt die Empfir lichkeitskurve zu beiden Seiten des Maximums steiler ab als die des Aug VOEGE empfiehlt sein Verfahren für die Vergleichung in der Farbe ähnlicl Lampen (elektrische Glühlampen bei verschiedener Beanspruchung; Gasglü lichter untereinander), zu Relativmessungen aller Art (Lichtverteilung), z Registrierung von Lichtschwankungen. Sehr verschieden gefärbte Lichter (z. Metallfadenlampe mit Hg-Lampe) dürfen nicht verglichen werden. IVES h für die in Ziff. 15 erwähnten Messungen, bei denen also die geringe Farbe differenz zwischen dem Licht schmelzenden Platins und dem einer norm brennenden Kohlenlampe vorhanden war, an einer Kaliumzelle ein Gelatir gelbfilter (gefärbt mit Tartrazin) angewandt, durch das er eine sehr unsyı metrische Empfindlichkeitskurve mit dem Maximum etwa bei 550 mμ erhie Bei der General Electric Co.[4]) in London wird für Messungen an Metallfade lampen mit einer Beanspruchung von 1,36 Watt/candle bis zu 1,04 Watt/cand eine Rb-Zelle mit einem Wrattenfilter (Ziff. 66) benutzt. Die Abweichung gegen die Messungen mit dem Auge blieben unter 1%. Ebenda wird die Ve schiedenheit der Empfindlichkeit bei der Na- und der Rb-Zelle benutzt, u geringe Unterschiede in der Beanspruchung glühender Wolframfäden festz stellen. Das Licht der untersuchten Lampe fällt auf beide Zellen, die gege einander geschaltet sind. Bei einer Glühtemperatur von 2350° abs. war e Unterschied von 0,5° bemerkbar gegen 3° bei Beobachtung mit dem Aug

Das sind allerdings erst bescheidene Anfänge in der Verwendung der Photozel für objektive heterochrome Photometrie. Bemühungen, Filter zu finden, die die Em findlichkeitskurven der Zelle ganz der des Auges gleichmachen, können erst erfol reich sein, wenn es gelingt, Zellen herzustellen, die eine genau angebbare, mit d Zeit und dem Gebrauch nicht veränderliche Empfindlichkeitskurve besitzen.

[1]) R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig 191 Mit Literaturverzeichnis. Fernere Literaturangaben in E. MARX, Handb. d. Radiol. Bd. II S 490. Leipzig 1916.

[2]) J ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. Bd. 14, S. 741. 1913; H. GEITEL, Ann. d. Phy Bd. 67, S. 420. 1922.

[3]) W. VOEGE, ZS. f. Beleuchtungsw. Bd. 20, S 126. 1914; Elektrot. ZS. Bd. 35, S. 501. 191

[4]) Research Staff of the Gen. El. Co. (Leitung von N. R. CAMPBELL u a) Journ. Scien Instr. Bd. 2, S. 177. 1924/25; Bd. 3, S. 2, 38, 77. 1925/26; C. G. EDEN u. N. R. CAMPBEL ebenda Bd. 4, S. 38. 1926/27.

Kapitel 20.

Photographie.

Von

J. EGGERT und W. RAHTS, Berlin.

Mit 15 Abbildungen.

A. Überblick über die photographischen Verfahren und deren geschichtliche Entwicklung[1].

1. Älteste Beobachtungen. Bis zu Beginn des 19. Jahrhunderts sind nur vereinzelte Versuche gemacht worden, photochemische Vorgänge zur Herstellung von Bildern zu verwenden. Von FABRICIUS wurde im 16. Jahrhundert das Chlorsilber entdeckt, aber erst SCHULZE in Halle machte 1727 auf die Lichtempfindlichkeit von Silbersalzen — er benutzte ein Gemisch von Silbernitrat und Kreide — aufmerksam WEDGWOOD (1802) kopierte Glasgemälde und ähnliches auf Chlorsilber und kam auch als erster auf die Idee, die aus dem Mittelalter bekannte Camera obscura zur Herstellung der Bilder auf lichtempfindlichen Schichten zu benutzen. Auch alle weiteren Einzelbeobachtungen, wie die Entdeckung der Lichtempfindlichkeit des Asphalts durch SENEBIER und die Herstellung farbiger Bilder auf Chlorsilber durch SEEBECK u. a., können noch nicht als Photographie im heutigen Sinne angesprochen werden. Erst NICÉPHORE NIÈPCE und DAGUERRE gebührt das Verdienst, diese Einzeltatsachen zu einem reproduzierbaren Verfahren, Abbilder von natürlichen Gegenständen und Personen herzustellen, ausgebaut zu haben.

2. Entwicklung der Photographie mit Silbersalzen. NIÈPCE (1765—1833) erkannte als erster, daß man, um ein im Licht haltbares Bild zu bekommen, die vom Licht nicht angegriffene Substanz von der im Licht veränderten entfernen müsse. Fußend auf den Beobachtungen WEDGWOODS und SENEBIERS, verwendete er die Camera obscura zur Herstellung der Bilder und den Asphalt als lichtempfindlichen Körper, der, in Lavendelöl gelöst, auf eine versilberte Platte aufgetragen wurde; als Fixiermittel diente ein Gemisch von 1 Teil Lavendelöl und 6 Teilen Petroleum. Hinterher wurde die Platte sorgfältig in Wasser gewaschen. Dieses Verfahren findet heute noch in der Reproduktionstechnik vereinzelt Anwendung (Ziff. 26—28).

[1]) Der nachfolgende Überblick enthält sich bewußt näherer historischer Literaturangaben, die sich am vollständigsten im EDER, Handbuch der Photographie, Bd. I, 1. Teil, finden.

Die Lichtempfindlichkeit des Asphalts ist nur äußerst gering, daher deutete es einen weiteren großen Fortschritt, als DAGUERRE[1]) das Silberjo als lichtempfindliche Substanz einführte und damit zum Erfinder der Pho graphie mit **Silbersalzen** wurde. Während bei den bisher beschriebenen V fahren durch das Licht eine neue Substanz entstand, die durch einen einzi Prozeß von der unbelichtet gebliebenen entfernt wurde, sind die Vorgänge der Photographie mit Silbersalzen komplizierter. Der durch die Belichtung e standene Körper muß erst einem besonderen Prozeß unterworfen werden, ehe m die belichtete Substanz von der unbelichteten trennen kann. Mit ande Worten: DAGUERRE „entwickelte" als erster die unsichtbaren Lichteindrüc — später als „latentes Bild" bezeichnet — und fixierte sie dann. Im einzeln war seine Arbeitsweise so, daß er eine Silberplatte jodierte und in der Kam belichtete; dann wurde auf dem belichteten Silberjodid Quecksilberdam niedergeschlagen und das unbelichtete Silberjodid mit Natriumchlorid, spä mit Natriumthiosulfat herausgelöst (1839).

Einige Verbesserungen dieses Verfahrens bestanden in der Steigerung d Lichtempfindlichkeit durch Bromieren bzw. Chlorieren der Daguerre-Platt sowie in dem Haltbarmachen des Bildes durch Vergoldung. Die weiteren Fo schritte setzten nun an den verschiedenen Stellen dieses Verfahrens ein. In d Gestaltung der lichtempfindlichen Schicht selbst war es ein grundsätzlich neu Schritt, das Halogensilber in einem kolloiden Bindemittel zu suspendiere wobei sich erstens das Silberhalogenid empfindlicher zeigte und sich zweite das Entwickeln des latenten Bildes einfacher handhaben ließ. NIÈPCE DE SAIN VICTOR führte 1848 das Albumin in die Photographie ein, SCOTT ARCHER 18 das Kollodium[2]) und POITEVIN und GAUDIN 1850 und 1853 die Gelatine[3]). I Gegensatz zu den **trockenen** Schichten von DAGUERRE, NIÈPCE u. a. erforde das Kollodiumverfahren von SCOTT ARCHER eine Exposition der **nassen** Schic dieses Verfahren wird — nach mannigfachen Verbesserungen — noch heute in d Reproduktionstechnik angewandt (Ziff. 27). Die Verwendung des Kollodiu als Trockenschicht allein, mit Zusatz von Albumin oder mit Überzug von Gelati fällt in dieselbe Zeit. Die Gelatineemulsion tritt erst in den 70er Jahren in d Mittelpunkt des Interesses, nachdem man die leichte Herstellbarkeit der Gelatin trockenplatten [MADDOX 1871[4])] erkannt hatte, und die weitere Vervollkommnu dieser Emulsionsart führt dann in den 80er Jahren zu den Anfängen der Amateu photographie.

Während bei DAGUERRE der Träger der lichtempfindlichen Schicht ei Metallplatte war, benutzte FOX TALBOT 1839 Papier, das mit Halogensilb imprägniert war. Diese Erfindung konsequent weiter verfolgend, gelangte TALBO zum Kopierverfahren, indem das erhaltene Papiernegativ, mit Wachs transpare gemacht, auf ein zweites Papier kopiert wurde. Das Glas als Träger der phot graphischen Schicht wurde nach einem Vorschlag HERSCHELS zuerst von NIÈPC DE ST. VICTOR als Unterlage für seine Albuminemulsionen verwandt. Ein weiter Schritt war der Ersatz des zerbrechlichen Glases durch Zelluloid. Von FOURTIE 1881 vorgeschlagen, fand das Zelluloid vor allem in Amerika besonderen Anklan wo auf Grund einer Reihe von Patenten von GOODWIN, GEORGE EASTMA u. a.[5]) die photographische Filmindustrie geschaffen wurde. Die letzte Vervollkomn

---

[1]) D. L. J. DAGUERRE, Historique et Description des procédés du Daguerréotype, Pari Susse frères 1839.

[2]) F. SCOTT ARCHER, The Chemist, März 1851.

[3]) POITEVIN, Compt. rend. Bd. 30, S. 647. 1850.

[4]) R. L. MADDOX, Brit. Journ. of Phot. Bd. 18, S. 422. 1871.

[5]) A. P. 610861. A. P. 417202.

nung in dieser Richtung ist der Ersatz des Zelluloids durch den schwer entflammbaren Azetylzellulosefilm.

DAGUERRE benutzte Quecksilber zum Sichtbarmachen des latenten Bildes; zwei Jahre nach ihm veröffentlichte TALBOT eine Methode, das latente Bild auf Jodsilberpapier mit Gallussäure und Silbernitrat zu entwickeln, ein Verfahren, das später ARCHER für seine nassen Kollodiumplatten anwandte; dadurch wurde er zum Schöpfer der physikalischen Entwicklung, die darin besteht, daß aus einer Silberlösung durch ein reduzierendes Agens Silber ausgefällt wird, das sich an den belichteten Stellen des Halogensilbers der Schicht festsetzt. Im Gegensatz dazu wird bei der chemischen Entwicklung ohne Silberlösung gearbeitet und das Halogensilber der Schicht selbst durch die Reduktionswirkung des Entwicklers an den belichteten Stellen geschwärzt. Diese chemische Entwicklung fand erst durch die Anwendung der trockenen Gelatineemulsionsschichten ihre weite Verbreitung. Im Anfang verwandte man nur alkalische Pyrogallollösung[1]), dann fand CAREY LEA 1877 den Eisenoxalatentwickler, ABNEY 1880 das Hydrochinon. Ende der 80er Jahre gab ANDRESEN das p-Aminophenol als Entwickler an[2]), das heute noch im Rodinal weit verbreitet und die Muttersubstanz der gebräuchlichsten Entwickler, wie Metol, Amidol, Glyzin usw. ist. Als Alkali der Entwicklerlösungen verwendet man meistens Soda oder Pottasche, als haltbarmachenden Zusatz nach dem Vorschlag von BERKELEY 1882 das Natriumsulfit. Die letzte Neuerung auf dem Entwicklungsgebiet ist die Hellichtentwicklung nach LÜPPO-CRAMER[3]); durch Behandlung mit gewissen Farbstoffen wird das unbelichtete Bromsilber lichtunempfindlich gemacht, das latente Bild aber unverändert gelassen und dadurch die Möglichkeit geschaffen, die Entwicklung bei hellem Licht durchzuführen.

Während DAGUERRE bei seinen ersten Halogensilberschichten noch sehr lange Belichtungszeiten benötigt hatte, konnte durch das nachträgliche Bromieren der Silberjodidschicht die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert werden; die gleiche Wirkung erreichte TALBOT durch Zusatz von Gallussäure zu seinem Jodsilberpapier. Die so erzielte Empfindlichkeit wurde dann von den älteren Kollodiumschichten sowie den ersten Gelatineplatten nicht wesentlich übertroffen. Erst durch die Entdeckung der Reifung von Bromsilbergelatineemulsionen durch BENETT[4]) und MONCKHOVEN[5]) und die Ausarbeitung der Emulsionsverfahren durch HENDERSON (Kochverfahren) und EDER (Ammoniakverfahren) wurde die Empfindlichkeit der Bromsilbergelatineschichten so weit erhöht, daß sich in den 80er Jahren die Amateurphotographie entwickeln konnte.

Das in einem Kolloid eingebettete Halogensilber ist nur für den kurzwelligen Teil des Spektrums empfindlich, und es bedeutete daher eine mächtige Förderung der Photographie, als es H. W. VOGEL 1873[6]) gelang, durch Zusatz von bestimmten Farbstoffen, das Halogensilber anzufärben und dieses dadurch auch für den langwelligeren Teil des Spektrums empfindlich zu machen. Von der großen Menge der Sensibilisierungsfarbstoffe haben sich in der Praxis nur die zur Klasse der Phthaleine gehörenden, für die Grün- und Gelbsensibilisation und die zur Klasse der Chinolinfarbstoffe gehörenden für die Rotsensibilisation bewährt. Eosin und Erythrosin einerseits, Orthochrom, Pinazyanol und Pinaverdol anderer-

---

[1]) C. RUSSEL, Brit. Journ. of Phot 15. November 1862.

[2]) M. ANDRESEN, D.R.P. 60174.

[3]) LÜPPO-CRAMER, Negativ-Entwicklung bei hellem Licht, 2. Aufl. Halle: E. Liesegang 1922.

[4]) G. BENNET, Brit. Journ. of Photogr. Bd. 25, S. 146. 1878.

[5]) VAN MONCKHOVEN, Bull. Soc. Franc. Bd. 25, S. 204. 1879

[6]) H. W. VOGEL, Ber. d D. Chem. Ges. Bd. 6, S. 1305. 1873.

seits sind die zur Zeit für Gelatineemulsionen vorwiegend angewandten Sensibilisatoren.

Hiermit findet, in großen Zügen betrachtet, die Entwicklung der Photographie ihren Abschluß; die weiterhin gemachten Fortschritte bedeuten nur Ausbau der einzelnen Zweige und Erschließung neuer Anwendungsgebiete, und demgemäß wird die weitere historische Entwicklung bei den einzelnen Anwendungsgebieten (Kinematographie, Farbenphotographie usw.) aufgeführt.

3. Photographische Verfahren mit anderen lichtempfindlichen Substanzen. Neben den photographischen Verfahren, die auf der Lichtempfindlichkeit der Silberhalogenide beruhen, sind die Verfahren, die die Reduktion des Kaliumbichromats bei Gegenwart organischer Verbindungen zu Chromoxydverbindungen benutzen, die verbreitetsten. Nachdem SUCKOW 1832 den Farbenumschlag des roten Kaliumbichromats im Licht bei Gegenwart von Zucker in grünes Chromsalz beobachtet hatte, machte FOX TALBOT 1852[1]) die wichtige Entdeckung, daß die im Lichte aus Kaliumbichromat entstehenden Chromverbindungen die Gelatine härten. Aus dieser Beobachtung haben sich zwei wichtige Methoden der Bilderzeugung ergeben. Erstens kann man die unbelichtete weiche Gelatine von der belichteten, gehärteten durch Behandeln mit warmem Wasser trennen, und zweitens kann durch Behandlung mit fetten Farben die gehärtete, trockene Gelatine angefärbt werden, während die unbelichtete, feuchtbleibende Substanz die Farbe abstößt. Beide Methoden haben in einigen Edeldruckverfahren und in der Reproduktionstechnik sehr große Verbreitung gefunden. In gleicher Weise wie Chromatgelatine durch die Einwirkung des Lichts gehärtet wird, kann sie auch durch die Oxydationsprodukte bestimmter Entwickler an den Stellen des metallischen Silberniederschlages gehärtet werden (FARMER 1893). Auf dieser Reaktion beruhen die Edeldruckverfahren, wie Ozobromdruck, Bromöldruck und ähnliche. In gleicher Weise wie Gelatine werden Eiweiß, Fischleim und Gummi durch die im Licht aus Bichromat entstehenden Chromverbindungen unlöslich und halten fette Farben fest (Chemigraphie, Photolithographie).

Eine weitere Klasse von photographischen Verfahren beruht auf der Lichtempfindlichkeit von Ferrisalzen, die zu Ferrosalzen reduziert werden. Nachdem verschiedentlich auf die Veränderung von Ferrisalzen im Licht hingewiesen war, baute HERSCHEL[2]) 1842 als erster auf dieser Reaktion ein photographisches Verfahren auf. Die zahlreichen Eisenverfahren unterscheiden sich durch die verschiedene chemische Behandlung, der das im Licht entstandene Ferrosalz unterworfen wird. (Bildung von Berlinerblau, Entstehung schwarzer Eisengallussäure, Niederschlag von Metall [Silber, Platin] auf dem Ferrosalz.)

Schließlich sei noch die Ausnutzung der Lichtempfindlichkeit einer Reihe von organischen Substanzen erwähnt. Auf dem Ausbleichen bestimmter Farbstoffe — zuerst von Vogel 1873 erwähnt — beruht das Ausbleichverfahren von WOREL, NEUHAUS sowie das Utocolorpapier von SMITH[3]). Auf der Lichtempfindlichkeit von Diazoverbindungen[4]) gründet sich die große Reihe der Diazotypieverfahren, von denen allein das Ozalidpapier (Kalle & Co.), das mit trockenem Ammoniak entwickelt wird, eine praktische Verbreitung erfahren hat (Ziff. 22).

---

[1]) F. TALBOT, Compt. rend. Bd. 36, S. 780. 1853.
[2]) J. HERSCHEL, Phil. Transact. 1842.
[3]) H. LIMMER, Das Ausbleichverfahren. Halle: Knapp 1911.
[4]) J. M. EDER, Handbuch der Photographie IV, 2. Halle: Knapp 1927.

B. Technisches über die Bromsilbergelatineschichten.

a) Herstellung.

4. Herstellung der Emulsion[1]. Die Herstellung der Bromsilberemulsion erfolgt im wesentlichen nach zwei Methoden, nach dem Ammoniakverfahren und nach der sog. Siedemethode. Bei dem ersten wird das Silber in Form von Silberoxydammoniak $[Ag(NH_3)_2]OH$, das durch Versetzen einer Silbernitratlösung mit Ammoniak bis zur Wiederauflösung des gebildeten Niederschlages entsteht, verwandt, und die Temperatur, bei der gearbeitet wird, übersteigt in der Regel nicht 50° C. Bei dem Siedeverfahren wird ohne Ammoniak gearbeitet, dafür wird die Reifung der Emulsion durch Anwendung von Temperaturen, die über 60° liegen, hervorgerufen. Nach beiden Methoden lassen sich höchstempfindliche Emulsionen herstellen.

Der Emulsionierungsprozeß, der meist in heizbaren Steinzeuggefäßen vorgenommen wird, verläuft in verschiedenen Stufen: zuerst wird das Silbersalz mit dem Halogensalz zusammengegeben, normalerweise läßt man die Silbersalzlösung in die Bromkaliumlösung einlaufen. Dies ist die Periode der Bildung der Bromsilberkörner; dann wird die Emulsion digeriert, d. h. sie wird eine gewisse Zeit, meistens unter Ruhren, auf einer bestimmten Temperatur gehalten. Im theoretischen Teil (Ziff. 38, 39, 50) wird später ausführlich behandelt werden, wie die Eigenschaften der Emulsion von der Größe, Form und Struktur der so gebildeten Bromsilberkörner abhängen.

Nach Beendigung oder zwischen verschiedenen Stadien der Digestion wird die Emulsion zum Erstarren gebracht, d. h. sie wird unter 25° C, den ungefähren Erstarrungspunkt der Emulsion, abgekühlt, in „Nudeln" geschnitten und gewaschen. Durch den Waschprozeß werden das gebildete Kaliumnitrat, die überschüssigen Halogensalze und gegebenenfalls das Ammoniak entfernt. Vor dem Gießen wird die Emulsion aufgeschmolzen und durch Tuch bzw. Leder filtriert.

Die Herstellung der Emulsion ist grundsätzlich die gleiche, einerlei, ob es sich um photographische Platten, Films oder Papiere handelt. Bei Papieremulsionen[2], die neben Silberbromid auch Silberchlorid enthalten, kann unter Umständen der Waschprozeß fortfallen, da die unausgewässerten überschüssigen Salze vom Papier aufgesogen werden, während sie bei Platten oder Films auskristallisieren oder, wie der technische Ausdruck lautet, „ausblühen".

Als Typen der beiden Emulsionsmethoden seien in folgendem zwei erprobte Rezepte angegeben, die zwar nicht mehr dem heutigen hoch entwickelten Stande der Emulsionstechnik entsprechen, aber als charakteristische Beispiele der beiden Verfahren gelten können:

I. Ammoniak-Emulsion[3].

a) 120 g Gelatine
750 cm³ Wasser
120 g Bromammonium
2,5 g Jodkalium.

b) 100 g Silbernitrat
750 cm³ Wasser
105 cm³ Ammoniak 25%

b) wird zu a) bei 45° hinzugegeben, dann wird noch 45 Min. bei 45° digeriert.

[1] J. M. EDER, Handbuch der Photographie. Bd. III, 2 S. 362. Halle: Knapp 1903; F. WENTZEL, Die photographisch-chemische Industrie. Leipzig-Dresden 1926.

[2] F. WENTZEL l. c. S. 168, sowie K. KIESER, Phot. Ind. 1925, S. 186—187.

[3] J. M. EDER, Handbuch der Photographie. Bd. III 2, S. 368. Halle: Knapp 1903.

II. Koch-Emulsion[1]).

a) 66 g Gelatine
660 cm³ Wasser
66 g Bromammonium
2 g Jodkalium.
b) 100 g Silbernitrat
400 cm³ Wasser.
c) 66 g Gelatine
660 cm³ Wasser.

b) wird zu a) langsam bei 65° hinzugefügt, dann wird 30 Min. auf dem Wa Sieden erhitzt und c) hinzugegeben.

Durch weitgehende Variation der verwendeten Chemikalien, c zentrationen, ferner Variation der Gelatinemengen und -konzentrat lassen sich zahllose Emulsionen für den Guß auf Platten, Film und stellen, die den verschiedensten an sie gestellten Anforderungen gen

Für die Verwendung der Platten in den Tropen wird die En einem Härtungsmittel, Formaldehyd oder einem Alaun versetzt, w Schmelzpunkt, der bei der ungehärteten Emulsion bei ca. 30° liegt, heraufgesetzt wird.

5. Sensibilisieren der Emulsion. Die so hergestellten Silberbr sionen reagieren nur mit Licht der Wellenlänge < 5000 Å, reine jodfrei sogar nur < 4700 Å. Will man die Emulsion auch für längere Welle lich machen, so muß man die Emulsion „sensibilisieren", d. h. mit Farbstoffen versetzen, die das Bromsilberkorn anfärben und Lich Wellen absorbieren. Entweder gibt man zu der Emulsion vor dem bzw. am Schluß der Reifung die sensibilisierenden Farbstoffe, oder i die begossenen Platten usw. in der Farbstofflösung.

Die sog. orthochromatischen Emulsionen werden durch Sen mit Eosin oder Erythrosin hergestellt. Sie kommen in sehr haltbarer E heit in den Handel, so daß es nicht lohnt, sie selbst herzustellen. Di sation reicht von 4700 bis nahezu 6000 Å mit einem flachen Maximum l nur bei 5000 Å bleibt oft eine schwache Sensibilisierungslücke.

Braucht man Platten, die für noch langwelligere Strahlen empfin so kann man sich entweder der panchromatischen Platten und Films d bedienen oder aber sich die Platten durch Baden der Schichten selbs sieren. Die hierzu notwendigen Farbstoffe werden fast ausschließlic I. G. Farbenindustrie A.-G. geliefert, die in ihren Veröffentlichung Anweisung zur Selbstherstellung panchromatischer Schichten gibt. den Farbstoff in wäßrigem Alkohol und verwendet ihn in einer Kon von etwa 1:50000. In dieser Lösung badet man die Platten etwa 4 Mi darauf 5 Min. in fließendem Wasser und trocknet sie an einem staubf Die Haltbarkeit der so sensibilisierten Platten ist aber nur beschr beträgt im Durchschnitt 2 Tage. In Abb. 1 ist der spektrale Empfin bereich einer unsensibilisierten Bromsilberplatte des Handels im Ve dem Verhalten derselben Platte angegeben, wenn sie in den Lösunge bräuchlichsten Sensibilisatoren des Handels gebadet wird. Es ist dal achten, daß die Absorptionsspektren der Farbstoffe nach den kürzer zu verschoben erscheinen gegenüber der Farbenempfindlichkeit der gebadeten Schichten (Ziff. 44).

6. Vergießen der Emulsion auf Platten. Die Platten werden fabr auf Gießmaschinen gegossen. Das sorgfältig gereinigte Glas wird zun einer hauchdünnen Schicht von gehärteter Gelatine oder Wasserglas ü

[1]) J. M. EDER, Handbuch der Photographie. Bd. III 2, S. 371. Halle: K

um die Emulsion auf dem Glas so fest zum Haften zu bringen, daß sie weder im alkalischen Entwickler, noch im sauren Fixierbad abgelöst wird. Dann werden die Platten auf einer Walzenstraße bzw. einem endlosen bewegten Tuch erst

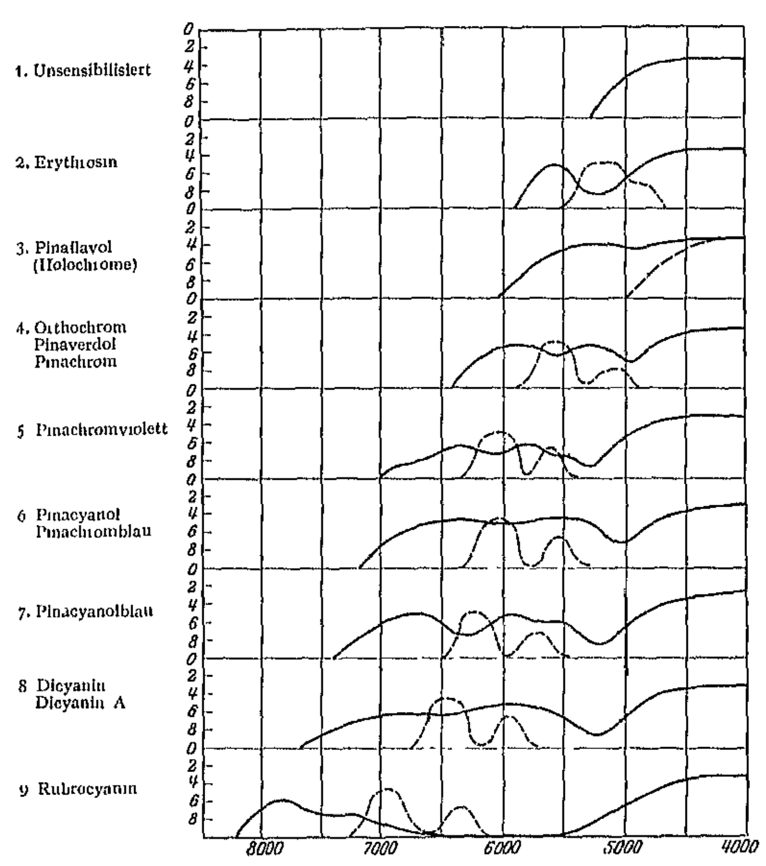


Abb. 1. Photographische Wirkung einiger Sensibilisatoren und ihre Absorptionsgebiete. Abszisse: Wellenlänge in Å. Ordinate: log Belichtungsintensität (Basis 2). Die Kurven wurden mit einem Spektrographen unter Benutzung einer gasgefüllten Metallfadenlampe von 300 Watt gewonnen, die ersten 8 Aufnahmen wurden gleich lange, die letzte etwa 10mal so lange exponiert. Zur Aufnahme diente ein sog. Stufenspalt, d. h. ein Spalt, dessen Breite sich in der Längsrichtung staffelartig um den Faktor 2 ändert. — Die ausgezogenen Kurven verbinden diejenigen Stellen der Negative, an denen die Schwelle der jeweiligen Schicht erreicht wird. Betont sei, daß auch die unsensibilisierte Handelsplatte (1), welche bei den folgenden Versuchen als Badeplatte diente, infolge ihres Jodsilbergehaltes schon eine weiter ins Grün hineinreichende Empfindlichkeit besitzt, verglichen mit einer Schicht aus reinem Bromsilber (vgl. Abb 9). — Die punktierten Kurven zeigen die ungefähren Absorptionsgebiete der Farbstofflösungen in den zum Baden benutzten Konzentrationen. Die letzteren setzen sich in der Regel zusammen aus 100 cm³ Wasser, 50 cm³ Alkohol und 2 bis 3 cm³ Farbstofflösung (1:1000 in Alkohol mit Ausnahme von Pinaflavol (3), das in rein wässeriger Lösung verwandt wird).

unter den „Gießer" gebracht, der die von oben zufließende geschmolzene Emulsion gleichmäßig auf die Platten verteilt, dann durch einen Kühlkasten geführt, in dem die Emulsion durch Wärmeentziehung erstarrt. Zuletzt werden die Platten getrocknet, wenn nötig in bestimmte Formate aufgeschnitten und verpackt. Selbstverständlich müssen alle Operationen der Schichtherstellung bei photographisch unwirksamem Licht stattfinden (Ziff. 10).

Im Laboratorium stellt man sich die Platten durch Handguß her, wobei etwa 5 cm³ Emulsion, auf eine 9 × 12 cm²-Platte gebracht, die handelsübliche Gußdicke ergeben. Die Glasplatten müssen vorher sorgfältig gereinigt[1]) und,

[1]) J. M. EDER, Handbuch der Photographie. Bd. III, 2, S. 356—367. Halle: Knapp. 1903.

wie oben beschrieben, präpariert sein; die bei ca. 35° geschmolzene Emul: wird mittels einer Pipette auf die Glasscheibe gebracht und durch Hin- Herbewegen gleichmäßig verteilt. Dann wird die Emulsion auf einem Nivell gestell zum Erstarren gebracht und in staubfreier, angewärmter Luft getrock

Durch eine besondere Art des Emulsionsauftrags werden die lichthoffr Platten unter Verwendung derselben Emulsionen wie für normale Platten l gestellt. Die verbreitetste Methode ist die, zwischen Glas und Emulsion (Zwischenschicht einzuschalten. Als Zwischenguß, der über die Gelatine o die Wasserglasschicht auf die Glasplatte aufgegossen wird, verwendet man (weder nach SANDELL eine ganz unempfindliche Emulsion, die die von der G wand reflektierten Strahlen absorbiert, aber durch sie nicht entwickelbar gema wird, oder eine rote oder gelbe Stoffe enthaltende Gelatineschicht (Agfa Iso und Isorapidplatte). Ein anderer Weg, die Platten lichthoffrei zu machen, best darin, daß auf die Rückseite des Glases eine stark lichtabsorbierende Schi gebracht wird.

Eine besondere Herstellungsart erfordern die Ferrotypieplatten[1]), die die Schnellphotographie noch eine weite Verbreitung besitzen. Sie bestel in einer Bromsilbergelatineschicht auf dünnem schwarzlackierten Eisenble platten; ihre Verarbeitung weicht auch wesentlich von den gewöhnlichen Trock platten ab; sie werden in folgendem Bad gleichzeitig entwickelt und fixiert:

800 cm³ Wasser
20 g Hydrochinon
31 g Natriumsulfit krist.
248 g Natriumhyposulfit krist.
8 g Soda krist.
8 g Kaliumbromid
45 cm³ Ammoniak (0,91).

7. Vergießen der Emulsion auf Film und Papier. Im Laufe der Zeit Glas als Träger der Bromsilbergelatineemulsion mehr und mehr gegenüber dem Fi in den Hintergrund getreten, der als kinematographischer Film, Rollfilm u Filmpack, Röntgenfilm, Porträtfilm usw. über die ganze Erde Verbreitung g funden hat. Die überwiegende Mehrzahl dieser Films besteht heute noch a Nitrozellulose, während die Verwendung der schwer entflammbaren Azet zellulose sich nur langsam Bahn bricht. Zur Herstellung des Nitrozellulo films wird Kollodium unter Zusatz von Kampfer in organischen Lösungsmitt gelöst und filtriert. Aus dieser Lösung wird dann durch Aufgießen auf ein en loses Band, auf dem die Lösungsmittel zum Verdunsten gebracht werden, (Filmbahn hergestellt. Hierauf wird der Film mit einer Zwischenschicht versehe die wie bei Platten ein gutes Haften der Emulsion auf dem Film gewährleist soll. Dann wird die geschmolzene Emulsion auf den Film aufgetragen, der, v einer großen Rolle abgewickelt, über ein System von Walzen läuft, darauf wi die Emulsion rasch zum Erstarren gebracht und in langen Hängen getrockne Zum Schluß wird der Film wieder in große Rollen aufgewickelt.

Für die verschiedenen Verwendungszwecke wird der lichtempfindliche Fil in verschiedenen Zelluloidstärken hergestellt. Der Kinematographenfilm h eine Stärke von 0,12 mm, der Amateurfilm (im Handel in Form von Rollfil und Filmpack) ist 0,09 mm stark, für die Röntgenphotographie wird stark Zelluloid (0,20 mm) gebraucht und die Emulsion beiderseitig auf das Zelluloi aufgetragen (Röntgen-Doppelfilm, Ziff. 31). Ferner wird für die Reproduktion technik und die Porträtphotographie Zelluloid gleicher Dicke einseitig m Emulsion begossen (phototechnischer Film und Porträtfilm). Soll bei dem i

[1]) J. M. EDER, Handbuch der Photographie II, 2, 3. Aufl. S. 172—179. Halle: Knap 1927

Blättern geschnittenen Film ein Rollen vermieden werden, so wird die nicht emulsionierte Seite mit einer Gelatineschicht („non curling-Schicht") begossen, so daß die beiderseitigen, durch den Gelatineaufguß erzeugten Spannungen sich ausgleichen und der Film plan liegt. Außer farblosem Zelluloid kann als Träger gefärbtes Zelluloid („bunter" Kine-Positivfilm) oder milchig gemachtes Zelluloid verwendet werden. Endlich kann für besondere Zwecke auch Mattfilm durch Zusatz eines Mattierungsmittels (Stärke usw.) zur Emulsion oder durch Begießen der Rückseite mit einer mattierten Gelatineschicht[1]) hergestellt werden.

Die Herstellung photographischer Entwicklungspapiere ähnelt weitgehend der Filmfabrikation. Das Rohpapier, das in der Regel im wesentlichen aus Zellstoff und nur bei besseren Sorten mit einem größeren Prozentgehalt an Lumpen hergestellt wird, wird in den meisten Fällen zunächst barytiert, d. h. mehrere Male mit einer Bariumsulfatschicht, die nur wenig Gelatine oder Leim als Bindemittel enthält, überzogen. Diese Schicht schützt die Emulsion vor den schädlichen Einflüssen des Rohpapiers und gibt außerdem dem Bilde durch ihren reinweißen Glanz erhöhte Brillanz. Das barytierte Papier wird sodann mit Emulsion überzogen und in Hängen wie Film getrocknet und aufgeschnitten. Der verschiedene Glanz der Papieroberflächen wird durch die verschiedene Korngröße des Bariumsulfats sowie den Gelatinegehalt des Barytstrichs erzeugt. Bei matten Papieren wird die Wirkung des stumpfen Barytstrichs noch durch Zusatz eines Mattierungsmittels (Stärke) zur Emulsion unterstützt. Die normalerweise verwendeten Papierstärken, bezeichnet nach $g \cdot m^{-2}$, ohne Berücksichtigung der Barytschicht, sind für kartonstarke Papiere 220 bis 250 $g \cdot m^{-2}$ und für einfache Papiere 130 bis 150 $g \cdot m^{-2}$. Neuerdings werden Entwicklungspapiere nach dem Begießen mit Emulsion mit einer Schutzschicht überzogen, damit Schrammen und andere Druckstellen keine entwickelbaren Eindrücke auf der Emulsion hervorrufen.

Die Gußdicke der Emulsion bzw. die Silbermenge pro cm^2 ist bei den verschiedenen Materialien stark verschieden. Photographische Papiere tragen etwa 0,2 mg Silber je cm^2, Diapositivplatten enthalten ungefähr 0,6 mg cm^{-2} Silber, Amateurplatten und -films etwa 0,9 mg cm^{-2}, Röntgenfilms etwa 1,2 mg cm^{-2} je Schicht.

b) Verarbeitung.

8. Entwicklersubstanzen und Entwicklung. Die Hervorrufung des Bildes nach der Belichtung erfolgt durch Substanzen, die das Halogensilber an den belichteten Stellen in metallisches Silber verwandeln. Man unterscheidet die physikalische Entwicklung, die an den belichteten Stellen das Silber aus der Entwicklungsflüssigkeit niederschlägt, und die entweder vor oder nach dem Fixieren erfolgen kann, und die chemische Entwicklung, die das schwarze metallische Silber aus dem Bromsilber der Emulsion an den belichteten Stellen durch Reduktion bildet. In der photographischen Praxis bedient man sich fast ausschließlich der chemischen Entwicklung, und die vorwiegend angewandten Entwicklersubstanzen sind p-Aminophenole und Polyoxybenzole. Die früher vereinzelt gebrauchten anorganischen Entwicklersubstanzen, wie Eisenoxalat, und die öfters vorgeschlagenen anderen organischen Verbindungen, wie Eikonogen, Hydroxylamin usw., haben keine praktische Bedeutung. Als Entwickler verbreitet sind: Metol, Hydrochinon, p-Aminophenol, Pyrogallol, einzeln oder in Mischung, ferner Glyzin, Amidol. Vorschriften für solche Entwickler enthalten alle photographischen Lehr- und Handbücher[2]).

[1]) D.R.P. 406614.
[2]) J. M. EDER, Rezepte und Tabellen, 12.—13. Aufl. Halle: Knapp 1927.

Zur Herstellung einer entwickelnden Lösung werden obige Subs unter Zusatz von Alkali und Natriumsulfit und häufig unter Zusatz von kalium in Wasser gelöst.

Ausschlaggebend für das erzielte Bild sind die Eigenschaften der Em während die Entwickler den Charakter des Bildes nur innerhalb engerer G variieren können. Man unterscheidet in der Praxis Rapidentwickler unc entwickler (langsam arbeitend). Zu den ersteren gehören Metol in alkalikar und ätzalkalihaltiger Lösung, p-Aminophenol, Amidol, Pyrogallol; Vertret zweiten Art sind Glyzin und Hydrochinon in alkalikarbonathaltiger L Beide Arten können jedoch durch entsprechende Änderung der Konzent oder der Zusätze in den entgegengesetzten Typus übergeführt werden. So man beispielsweise mit Glyzin in atzalkalischer Lösung oder mit Hydro in Gegenwart von viel Metol einen Rapidentwickler erhalten (Ziff. 13).

Die Wirksamkeit einer Entwicklungssubstanz hängt weitgehend vo verwendeten Konzentration, der Zeit und der Temperatur ab. Je höh Konzentration ist, um so härter arbeitet der Entwickler, um so größer ist der Schleier des Bildes. Im gleichen Sinne wirken Verlängerung der En lungszeit und Erhöhung der Temperatur. Die Entwicklungstemperatu 18 bis 20° betragen; normale, nicht gehärtete Platten dürfen höchstens i warmen Bädern behandelt werden, da sonst die Emulsionsschicht her schmilzt. Für die Entwicklung von Platten und Films in tropischen Geg existieren besondere Vorschriften[1]).

Mit Ausnahme von Amidollösungen enthalten alle Entwickler Alkali, me Soda oder Pottasche, die nach neueren Untersuchungen[2]) als äquivalen zusehen sind, aber auch Ätzalkalien oder Ammoniak.

Alkalische Lösungen der entwickelnden Substanzen werden durcl Luftsauerstoff sehr rasch oxydiert und in ihrer Wirksamkeit abgeschv daher enthalten alle Entwickler ein Reduktionsmittel als haltbarmac Substanz, meistens Natriumsulfit Na_2SO_3 oder Kaliummetabisulfit K Innerhalb weiter Grenzen ist die Wirkung des Entwicklers von dem Sulfitg unabhangig.

Als verzögerndes und klar haltendes Mittel wird dem Entwickler I kalium zugesetzt, wodurch in der Regel die Härte des Bildes gesteigert (Ziff. 48).

Durch richtig geleitete Entwicklung ist es in gewissem Grade mö Expositionsfehler auszugleichen. Unterbelichtete Bilder müssen in einem dünnten Entwickler möglichst ohne Bromkalium hervorgerufen werden, wäl überbelichtete in einem konzentrierten Entwickler mit hohem Bromka gehalt behandelt werden müssen. Um die Entwicklung so zu leiten, daß mit größter Sicherheit ein richtiges Bild erhält, existieren eine Reihe Methoden[3]).

Als allgemeine praktische Regeln für die Entwicklung sei auf folg hingewiesen: Das Entwicklerquantum muß so groß bemessen werden, da Platte bzw. der Film stets vom Entwickler bedeckt bleibt. Der Entwickler dauernd bewegt werden, um Schlieren- und Streifenbildung zu vermeiden. Platte muß möglichst nicht mit der Luft in Berührung kommen, da sicl einigen Entwicklern sonst der sog. Luftschleier — vor allem bei Metol-Hy chinon — bildet.

---

[1]) R. LOHMEYER, Tropenphotographie, Hamburg.

[2]) S E. SHEPPARD u. ANDERSON, Phot. Ind S. 516 1925

[3]) A W. HÜBL, Die Entwicklung bei zweifelhaft richtiger Exposition. 5. Aufl. I Knapp 1918.

Es folgen nun einige Entwicklerrezepte für eine normale Entwicklungszeit von 5 Minuten und 18° C. Auf die besondere Entwicklungsmethode mit verdünntem Entwickler sei hier nur hingewiesen[1]).

1. p-Aminophenol.

A	B
1000 cm³ Wasser	2000 cm³ Wasser
20 g salzsaures p-Aminophenol	120 g Natriumsulfit krist.
	120 g Pottasche

Zum Gebrauch mische man 1 Teil A + 2 Teile B. Der Entwickler arbeitet langsam und klar.

2. Pyrogallol.

A	B
1000 cm³ Wasser	210 g Soda krist.
50 g Pyrogallol	
50 g Kaliummetabisulfit	1000 cm³ Wasser
270 g Sulfit krist.	

Zum Gebrauch mische man 1 Teil A + 1 Teil B + 4 Teile Wasser. — Die mit Pyrogallol entwickelten Bilder zeigen meist einen bräunlichen Bildton

3. Metol-Hydrochinon

1000 cm³ Wasser
5 g Metol
100 g Natriumsulfit krist.
7 g Hydrochinon
100 g Pottasche
2,5 g Bromkalium.

Zum Gebrauch mit 3—4 Teilen Wasser zu verdünnen. Diese Lösung ist ein normaler Entwickler fur Negative für Amateurzwecke.

4. Metol-Hydrochinon für Kinenegativfilm[2]).

100 l Wasser
100 g Metol
600 g Hydrochinon
4000 g Natriumsulfit sicc.
2100 g Soda sicc.
100 g Bromkalium
120 g Kaliummetabisulfit
50 g Zitronensäure

5. Glyzin.

1000 cm³ Wasser
250 g Sulfit krist.
50 g Glyzin
250 g Pottasche.

Zum Gebrauch mit 3—5 Teilen Wasser zu verdünnen.
Die Chemikalien sind in der angegebenen Reihenfolge in das Wasser zu geben. Das Glyzin löst sich erst bei Zusatz der Pottasche.

Indessen lohnt es meistens nicht, den Entwickler selbst anzusetzen, sondern es existieren eine Reihe von fertigen Entwicklerlösungen, die nur entsprechend zu verdünnen sind. Von diesen ist vor allem das Rodinal — eine ätzalkalische Lösung von p-Aminophenol — zu erwähnen, das von ANDRESEN 1889 angegeben wurde, und das den konzentriertesten aller Entwickler darstellt. Für normale Negative ist Rodinal im Verhältnis 1 : 20 zu verdünnen, um in 5 Minuten ein richtiges Bild zu erhalten.

9. Fixieren der Schichten und ihre nachträgliche Korrektur. Nach dem Entwickeln wird die Schicht kurz abgespült, um zu verhindern, daß zuviel Entwickler in das Fixierbad gelangt. Diesem Zwischenwässerungsbad kann man

[1]) H. SCHMIDT, Die Standentwicklung 3.—4. Aufl. Halle: Knapp 1920.
[2]) Agfa-Kinehandbuch; dort weitere Angaben über Entwicklung von Kinenegativ- und Kinepositivfilm.

1 % Essigsäure hinzusetzen, um die Einwirkung des alkalischen Entwicklers blicklich zum Stillstand zu bringen.

Dann wird das unbelichtete Bromsilber aus der Schicht herausgel Platte wird fixiert. Als Bromsilberlösungsmittel wird allgemein das N thiosulfat $Na_2S_2O_3$ angewandt. Der chemische Vorgang des Fixierens mehreren Teilreaktionen vor sich:

1. $2\,AgBr + Na_2S_2O_3 = Ag_2S_2O_3 + 2\,NaBr$,
2. $Ag_2S_2O_3 + Na_2S_2O_3 = Ag_2S_2O_3Na_2S_2O_3 = 2\,Na[AgS_2O_3]$.

Erst wird das Bromsilber in Silberthiosulfat umgesetzt, dann bildet die überschüssigem Natriumthiosulfat ein in Wasser schwer lösliches Komp Da dieses Salz farblos ist, erscheint die Schicht bereits ausfixiert. aber der Fixierprozeß jetzt unterbrochen, so würde das in der Schicht bl Komplexsalz sich unter Bildung von gelbem kolloiden Silber oder Sc silber zersetzen. Läßt man aber die Schicht länger im Fixierbad, so w AgS_2O_3'-Ion durch das S_2O_3''-Ion ersetzt [unter teilweiser Bildung höhere plexe[1]] und auf diese Weise alles aus dem AgBr stammende Silber aus der entfernt.

Das Fixierbad wird in der Regel angesäuert, um die noch in der G schicht vorhandenen Entwicklerreste unwirksam zu machen und Gelb zu vermeiden. Dazu wird gewöhnlich schweflige Säure genommen, da si Schwefelausscheidung durch Zersetzung des Thiosulfats hervorruft. Ei schleunigung des Fixierprozesses erreicht man durch Verwendung vo moniumthiosulfat, das sich durch Umsetzung von Natriumthiosulfat m moniumchlorid bildet; das zweite nachfolgende Rezept macht hiervon Geb

1000 cm³ Wasser	1000 cm³ Wasser
200 g krist. Natriumthiosulfat	150 g krist. Natriumthiosulfa
15 g Bisulfit.	75 g Chlorammonium
	10 g Kaliummetabisulfit.

Das Fixierbad darf nicht zu stark erschöpft werden. In 100 cm³ 2 Fixierbad sind zweckmäßig nicht mehr als 12 Negative 9 × 12 auszufixi

Die hin und wieder auftauchenden Rezepte für gleichzeitiges Entv und Fixieren sind ohne Bedeutung. Ebenso findet die physikalische Entwi auch nur in ganz seltenen Fällen Anwendung, z. B. beim Verarbeiten der Kollodiumplatten (Ziff. 27).

Nach dem Fixieren sind die Negative gründlich zu wässern — 20 M in fließendem Wasser — und dann zu trocknen. Man kann den Trocken beschleunigen, wenn man das Wasser in der Gelatineschicht erst durch A verdrängt und dann den Alkohol zum Verdunsten bringt.

Eine nachträgliche Korrektur des entwickelten Bildes läßt sich inn enger Grenzen durch Verstärken und Abschwächen erzielen. Durch die Verst wird an das Silber des Bildes eine Metall- (Silber, Kupfer, Quecksilber) od Uranverbindung angelagert und dadurch die Dichte des Niederschlages e

Nachstehend einige der gebräuchlichsten Verstärkerrezepte:

1. Quecksilberverstärker.

a) Bleichbad: 1000 cm³ Wasser
20 g Quecksilberchlorid
20 g Bromkalium

b) Schwärzungsbad: 10% Natriumsulfitlösung (krist.) od normaler Entwickler.

[1] Vgl. die ausführlichen Studien von LUTHER (1928).

[2] Über eine Methode, die Brauchbarkeit des Fixierbades festzustellen, s. Pho 1923, S. 180 u. 377.

2. Uranverstärker.

a) 1000 cm³ Wasser
10 g Ferricyankalium
b) 1000 cm³ Wasser
10 g Uranylnitrat.
Zum Gebrauch: 50 cm³ a)
50 cm³ b)
10 cm³ Eisessig

Bei der Abschwächung wird das Silber des Bildes partiell fortgelöst, dabei ist in der Praxis zwischen zwei Arten von Abschwächern, den proportionalen und den subtraktiven, zu unterscheiden; die proportionalen Abschwächer lösen an den verschiedenen Stellen des Bildes Silbermengen heraus, die dem Gesamtsilbergehalt an der jeweiligen Stelle proportional sind, während die subtraktiven Abschwächer an allen Stellen des Bildes die gleiche Silbermenge herauslösen. Durch subtraktive Abschwächung wird also der Charakter des Bildes nicht verändert, während die proportionale Abschwächung die Schwärzungsunterschiede vermindert.

Der bekannteste proportionale Abschwächer ist der Persulfatabschwächer, dessen Wirkungsweise aber noch nicht genügend erforscht ist und die häufig unzuverlässig arbeitet:

2 g Ammoniumpersulfat
100 cm³ dest. Wasser
2 cm³ 1 proz. Kochsalzlösung.

Unterbrechungsbad: 10proz. Natriumsulfitlösung.

Der bekannte FARMERsche Abschwächer:

a) 5 g Ferrizyankalium
100 cm³ Wasser.
b) 5 g Natriumthiosulfat
100 cm³ Wasser.
Zum Gebrauch: 100 cm³ b)
10—30 cm³ a)

steht in der Mitte zwischen den proportionalen und subtraktiven Abschwächern.

Reine subtraktive Abschwächer sind Jodkalium, Kaliumbichromat bzw. Kaliumpermanganat, Kupferchlorid + Natriumchlorid, Kupfersulfat-Ammoniak + Natriumthiosulfat.

10. Dunkelkammerbeleuchtung. Die Verarbeitung der photographischen Schichten soll entweder im Dunkeln oder aber bei einer Beleuchtung erfolgen, die einerseits auf die Schichten möglichst wenig einwirkt, die indessen andererseits dem Auge möglichst hell erscheint[1]. Die optimale Dunkelkammerbeleuchtung ist daher sowohl von der spektralen Empfindlichkeit der verarbeiteten Schicht als auch von derjenigen des menschlichen Auges abhängig. Für unsensibilisierte Bromsilberschichten hat sich das Optimum bei 6200 Å, also für orangegefärbtes Licht ergeben, im Gegensatz zu der viel verbreiteten Ansicht, daß das langwelligste Rubinrot am günstigsten sei; letzteres ist ungeeignet, weil seine Einwirkungsfähigkeit besonders auf hochempfindliche Schichten der Augenempfindlichkeit für dieses Spektralgebiet relativ weit überlegen ist. Der steile Anstieg der spektralen Empfindlichkeitskurve des Auges von Rot nach Grün, namentlich für Dunkeladaptation desselben, verursacht außerdem, daß orange gefärbtes Licht ein Dunkelzimmer auch in den Ecken heller erscheinen läßt als rote Beleuchtung. — Ähnliche Optima bestehen entsprechend für sensibilisierte Schichten; für panchromatische Schichten ist das günstigste Gebiet z. B. bei 5200 Å gelegen, es ist jedoch klar, daß die Helligkeit (absolut genommen) in diesem Falle geringer ist als im vorigen Beispiel, wie überhaupt die Stärke der Beleuchtung, abgesehen von ihrer spektralen Lage, sich nach der Allgemeinempfindlichkeit der verarbeiteten Schicht richtet: Positivschichten vertragen in der Regel eine hellere Belichtung als Negativmaterial.

---

[1]) H. ARENS u. J. EGGERT, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 230. 1926.

11. Desensibilisatoren. Den neuesten Fortschritt auf dem Gebiete d
graphischen Entwicklung stellen die von LÜPPO-CRAMER unter Mitwir
E. KÖNIG entdeckten Desensibilisatoren dar. Sie greifen das latente Bild
setzen aber die Empfindlichkeit der Emulsion so weit herunter, daß die Ent
bei hellgelbem bis orangefarbenem Licht vorgenommen werden kann, oh
Platten verschleiern[1]). Die jetzt gebräuchlichsten Desensibilisatoren
Farbstoffe: Phenosafranin, Pinakryptolgrün, Pinakryptolgelb (I. G.
industrie Aktiengesellschaft). Als Beispiel sei Pinakryptolgrün hervor,
in der Konzentration 1:5000 wird es als Vorbad verwendet. Nachdem d
2 Minuten im Dunkeln gebadet ist, kommt sie ohne Abspülen in den E
und kann bei hellgelbem Licht weiterentwickelt werden. Als Zusatz z
wickler verwendet man z. B. 5 cm³ Pinakryptolgrünlösung 1:500 auf
eines gebrauchsfertigen Metol-Entwicklers und kann nach 1 Minute
wicklung bei hellem Licht fortsetzen. Für panchromatische Schich
Farbrasterplatten ist Pinakryptolgelb der geeignetste Desensibilisator,
Konzentration 1:1000 angewandt wird, aber nur als Vorbad Verwend
den darf.

c) Prüfung.

12. Grundbegriffe der Sensitometrie. Die Sensitometrie hat die A
die Eigenschaften, insbesondere die Empfindlichkeit photographischer S
auf systematische und reproduzierbare Weise festzulegen; hierfür ist z
erforderlich, die Schwärzung der Schicht geeignet zu definieren.

Nach HURTER und DRIFFIELD[2]) bezeichnet man als Transpar
Verhältnis $\frac{I}{I_0}$, wenn I_0 die auf eine Schicht auffallende und I die hi
gelassene Lichtmenge bedeutet. Das reziproke Verhältnis $\frac{I_0}{I}$ ist die O
und deren dekadischer Logarithmus die Schwärzung s:

$$s = \log \frac{I_0}{I}.$$

Es bedeutet also $s = 1$, daß 0,1 des auffallenden Lichtes durch
wird; legt man zwei Schichten mit der Schwärzung $s = 1$ hintereinan
hat die Doppelschicht die Schwärzung $s = 2$, d. h. nur 0,01 des auffa
Lichtes geht noch hindurch. Man sieht aus dieser Additivität, daß diese
tion der Schwärzung sich an diejenige der Extinktion von BUNSEN und
anlehnt. Noch deutlicher erhellt dies daraus, daß die Schwärzung prop
der ausgeschiedenen Silbermenge ist[3]), daß also, mit anderen Worten, die
teilchen sich verhalten wie gleichmäßig in der Schicht verteilte Farbstoffte
Erwähnt sei an dieser Stelle, worauf später noch ausführlicher einge
werden wird, daß die Schwärzung außerdem der Zahl der entwickelten
körner proportional ist (Ziff. 51).

Die Schwärzung wird in einer für die Zwecke der praktischen Photog
ausreichenden Genauigkeit meist mit dem Polarisationsphotometer von I
MARTENS gemessen. Früher wurde die Bestimmung im parallelen Lich

---

[1]) LÜPPO-CRAMER, Die Negativ-Entwicklung bei hellem Licht. Liesegang 1921.

[2]) S. E. SHEPPARD u. C. E. K. MEES, Untersuchungen über die Theorie des ph
phischen Prozesses. Halle Knapp 1912; F. HURTER u. V. C. DRIFFIELD, Phot
researches. Herausgegeben von W. B. FERGUSON. Royal Photographic Society o
Britain. 1920.

[3]) S. E. SHEPPARD und C. E. K. MEES, Untersuchungen über die Theorie de
Prozesses, S. 43. Halle: Knapp 1912.

geführt, während sie bei neueren Photometern in diffusem Licht vorgenommen wird[1]).

Eine einfachere Form der Schwärzungsmessung, bei der die gemessenen Schwärzungen automatisch in einer Kurve aufgezeichnet werden, stammt von GOLDBERG. Für exaktere Messungen sind Instrumente von P. P. KOCH, MOLL, ZEISS u. a. angegeben (s. Bd. 19, Kap. 23).

Um eine photographische Schicht zu charakterisieren, gibt man nun die Schwärzungen als Funktion der sie erzeugenden Lichtmengen an, wobei zunächst eine Definition der Lichtmenge zu geben ist. Als Lichtquelle wählt man eine Normalkerze und als Einheit der Lichtmenge die Sekunden-Meterkerze. Nach HURTER und DRIFFIELD wählt man aber für die Sensitometrie als unabhängige Variable nicht die Lichtmengen selbst, sondern deren Logarithmus aus folgenden praktischen Gründen: Einerseits läßt sich der in Betracht kommende Bereich der Lichtmengen durch diese logarithmische Darstellungsweise graphisch übersichtlicher darstellen als durch die numerische Aufzeichnung und andererseits leiten sich beim Positivprozeß, wie wir später sehen werden, die Lichtmengen der Positivkurve aus den Schwärzungen des Negativs ab, die, nach Definition, logarithmische und nicht numerische Größen sind.

Unter der Voraussetzung, daß alle die Schwärzung erzeugenden Operationen, wie Entwickeln, Fixieren, Trocknen usw. stets genau innegehalten werden, kann man also die gemessenen Schwärzungen als Funktion der sie erzeugenden logarithmisch aufgetragenen Lichtmengen darstellen. Die so entstehende Kurve nennt man charakteristische Kurve oder Schwärzungskurve. Das maßstäbliche Verhältnis von Abszisse zu Ordinate wird dabei so gewählt, daß der Abstand von einer bestimmten Lichtmenge zu der 10fachen auf der Abszisse mit der gleichen Strecke gezeichnet wird wie die Schwärzung 1 auf der Ordinate.

Bei diesen Festsetzungen ist im Sinne des Reziprozitätsgesetzes von BUNSEN und ROSCOE die Voraussetzung gemacht, daß gleiche Lichtmengen gleiche photographische Wirkungen hervorrufen. Das ist jedoch keineswegs der Fall. Wir werden vielmehr unter Ziff. 47 sehen, daß die Größe einer Schwärzung sehr wesentlich von der Art und Weise abhängt, in der die Bestrahlung stattfindet — gleiche Lichtmengen vorausgesetzt. Infolgedessen hat die Angabe der Schwärzungskurve einer Schicht nur dann einen Sinn, wenn außer den wirkenden Lichtmengen genau angegeben wird, wie die Belichtung erfolgte. Es hat somit z. B. Berechtigung, die Schwärzung s sowohl als Funktion von I als auch gleichzeitig als Funktion von t wiederzugeben, wodurch man entweder zu der räumlichen Darstellung von s als „Schwärzungsfläche" (in Abhängigkeit von $\log I$ und $\log t$) oder zu der Angabe der Projektionen der Schwärzungsfläche auf die drei Koordinatenebenen geführt wird[2]).

13. Die verschiedenen sensitometrischen Systeme. Bei den verschiedenen Systemen der Sensitometrie unterscheidet man einerseits Intensitäts- und Zeitskalen, je nachdem man die Intensität oder die Zeit variiert und den anderen Faktor des Lichtmengenproduktes $I \times t$ konstant läßt, andererseits ist zwischen kontinuierlicher und intermittierender Beleuchtung zu unterscheiden; die erhaltenen Gradationskurven sind in allen Fällen verschieden. Zu den Zeitskalensystemen zählen diejenigen von HURTER und DRIFFIELD sowie von SCHEINER, Intensitätsskalen benutzen CHAPMAN-JONES, WARNECKE, VOGEL, LUTHER, GOLDBERG, EDER-HECHT usw.

[1]) A. CAILLER, ZS. f. wiss. Phot. Bd. 7, S. 268. 1909.

[2]) H. ARENS und J. EGGERT, ZS. f. phys. Chemie, Luther-Festschrift Bd. 131, S. 297. 1927.

Das besonders in angelsächsischen Ländern verbreitete System HURTER und DRIFFIELD. Hier wird die zu prüfende Platte mit ei kerze, die als Normalkerze angenommen wird und die nach Brenns menhöhe usw. genau definiert ist, in bestimmter Entfernung belic zwischen Platte und Lichtquelle eine Scheibe rotiert, aus der ein stuf Sektor ausgeschnitten ist. Die Stufen sind so gewählt, daß sie ei trische Reihe mit dem Faktor 2 darstellen. Entwickelt wird mit P

Das SCHEINERsche[2]) System der Sensitometrie hat eine ganz äl lichtungsart, als Strahlungsquelle wird die SCHEINERsche Benzinl wandt, und die Sektorenausschnitte sind so gewählt, daß in 20 Feldern d Belichtung erreicht wird. Das Expositionsverhältnis zweier aufeinand Felder ist also 1 : 1,27. Entwickelt wird 5 Minuten im Eisenoxalatentwick

GOLDBERG führte 1911 die schon früher von STOLZE[3]) beschriebe keile in die Sensitometrie ein und konstruierte den Densographen, de die Schwärzungsmessung mit der Aufzeichnung der Kurve zu verbi

Nach EDER-HECHT[4]) wird die zu prüfende Platte unter einem Schwä der durch Striche in verschiedene Stufen eingeteilt ist, belichtet, wobei g durch schmale, gefärbte Keile annähernd die Farbenempfindlichkeit c bestimmt werden kann. Während man also nach HURTER und DRIFF SCHEINER diskrete Schwärzungsfelder erhält, arbeitet man bei den Sys GOLDBERG und EDER-HECHT mit kontinuierlich ineinander üb Schwärzungen.

Weitverbreitet sind auch Röhrenphotometer, wie von VOGEL, Li SCHEFFER angegeben. Die Dosierung des Lichtes wird hierbei durch e mit verschieden großen Löchern — in gesetzmäßiger Abstufung — erz Löcher verschließen ein System von Röhren, durch die das Licht auf empfindliche Schicht fällt. Vor der Lochplatte befindet sich eine Milchg

Die nach den verschiedenen Belichtungssystemen erhaltenen platten werden jeweils verschieden ausgewertet. Hauptsächlich wird e graphische Schicht nach ihrer „Empfindlichkeit" beurteilt, ohne daß c Ausdruck zugrunde liegende Begriff einheitlich definiert ist, da die der verschiedenen sensitometrischen Systeme diesem Begriff einen vers Sinn beigelegt haben. Die Systeme von SCHEINER und EDER-HECHT l mit Empfindlichkeit den Schwellenwert, d. i. die Lichtmenge, die eben wahrnehmbare Schwärzung hervorruft; man muß sich bei A dieser Empfindlichkeitsangaben stets bewußt bleiben, daß nur über treten der ersten Bildspuren, nicht aber über den weiteren Verlauf de zungskurve etwas ausgesagt wird. Die Empfindlichkeitsangabe 17' bedeutet also, daß der Sektorenausschnitt Nr. 17 der rotierenden Sc Scheiner-Sensitometers die erste gerade eben erkennbare Schwärzun ruft. Ebenso ist die Angabe der Empfindlichkeit nach EDER-HECI werten. Da beide Empfindlichkeitsangaben die gleiche Eigenschaft der bezeichnen, kann man Eder-Hecht- und Scheiner-Grade aufeinander In Tabelle 1 ist dieser Vergleich unter gleichzeitiger Angabe der Lic (in MKS.) wiedergegeben, die jeweils zur Erzielung der Schwellensc erforderlich sind.

---

[1]) Dieser Entwickler ist nicht mit dem S. 10 erwähnten identisch, sondern ist e entwickler, der für die betreffenden sensitometrischen Systeme gewählt worden

[2]) J. M. EDER, Handbuch der Photographie. Bd. I, Teil 3. Halle: Knapp

[3]) STOLZE, Phot. Wochenbl 1885, S. 17 Goldberg. Der Aufbau des photog Bildes. Knapp 1925.

[4]) J. M. EDER, Ein neues Graukeilsensitometer für Photographie. Halle: Kı

Die Empfindlichkeit der höchst empfindlichen Porträtplatten liegt zur Zeit etwas über 20° Scheiner, die hochempfindlichen Amateur-Film- und -Plattenemulsionen haben etwa 16 bis 18° Scheiner und die unempfindlicheren, meist lichthoffreien Landschaftsplatten 13 bis 15° Scheiner.

Tabelle 1. Empfindlichkeitsangaben photographischer Schichten in verschiedenen sensitometrischen Systemen.

Schwellen-schwärzung erscheint bei MKS	Scheiner-Grade	Eder-Hecht-Grade	Hurter und Driffield-Zahlen
1,263	1	42	0—100
0,994	2	46	
0,779	3	48	
0,610	4	50	
0,478	5	53	
0,376	6	56	
0,295	7	58	
0,232	8	61	
0,182	9	64	
0,142	10	66	
0,112	11	68	
0,088	12	71	100—200
0,069	13	74	
0,054	14	77	
0,042	15	80	200—400
0,033	16	82	
0,026	17	84	
0,021	18	86	400—700
0,016	19	88	
0,013	20	90	

Anders ist die Empfindlichkeitsangabe nach Hurter und Driffield, für die die Konstruktion der Schwärzungskurve unerläßlich ist. Abb. 2 zeigt das schematische Bild einer Schwärzungskurve[1]).

Die ersten Sensitometerfelder (außerhalb des Achsensystems) zeigen eine Schwärzung, die gleich derjenigen der unbelichteten Plattenteile ist; diese Schwärzung heißt Schleier und ist durch die Dunkelreaktion zwischen Bromsilber und Entwickler gegeben; sie hängt von den Eigenschaften der Emulsion und des Entwicklers (allenfalls von der Dunkelkammerbeleuchtung) ab. Bei A ist die erste Schwärzung meßbar, die über dem Schleier liegt, die also durch die Belichtung hervorgerufen ist. Hier beginnt die Gradationskurve, und die Abszisse von A ist der Schwellenwert. An der Gradationskurve werden in der Regel vier Teile unterschieden. Von A nach B steigen die Schwärzungen nur schwach an, zunehmenden Lichtintensitäten entsprechen nur geringe Schwärzungszunahmen. Dies ist der Teil der Unterbelichtung. Von B nach C steigt die Kurve geradlinig an und einer bestimmten Vervielfachung der Exposition entspricht eine proportionale Schwärzungszunahme, dies ist der Teil der „richtigen" Belichtung. Von C nach D erfolgt bei weiterer Zunahme der Exposition nur eine geringe Schwärzungszunahme, das Bild wird flau, dies ist die Zone der Überbelichtung. Bei einer weiteren Zunahme über D hinaus nimmt bei zunehmender Exposition die Schwärzung ab, das ist das Gebiet der Solarisation.

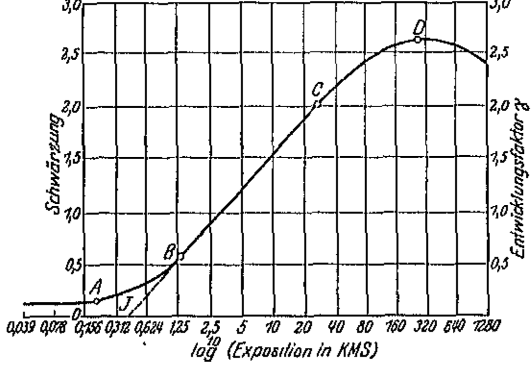


Abb. 2. Die Schwärzungskurve (schematisch) im System von Hurter & Driffield. Abszisse Logarithmus der Lichtmengen (Zahlenangaben als Numeri in MKS, verzeichnet). Ordinate: Schwärzung. Zweiter Ordinatenmaßstab: Entwicklungsfaktor γ (vgl. Text S. 556).

[1]) F. Hurter und V. C. Driffield. Photographical researches. Herausgegeben von W. B. Ferguson, Royal photographic society of Great Britain 1920.

Die Festsetzungen von HURTER und DRIFFIELD hatten zum Ziel, f wichtigsten Teil der Kurve, das Gebiet der richtigen Exposition, eine c teristische Zahl zu finden und im Gegensatz zu SCHEINER usw. durch dies die Empfindlichkeit einer Emulsion zu charakterisieren. Die Forscher st sich dabei auf die Beobachtung, daß bei Variation der Entwicklung zw Kurven sich verändern, aber die Verlängerungen der geraden Kurven sich alle in demselben Punkt I auf der Abszissenachse schneiden (Abb. 3). schien ihnen die Möglichkeit ge die Empfindlichkeit einer Emulsic abhängig von der Entwicklu definieren. Der Schnittpunkt I des hörigen Expositionswertes in MKS Inertia, und den mit 34 multip ten reziproken Wert von OI beze man als Empfindlichkeit oder al und D-Zahl". Liest man also au Abszisse von Abb. 2 bei I z. B Wert 0,4 ab, so ist die Empfindli der Emulsion $\frac{34}{0{,}4} = 85$ H und D[1]) dieser Empfindlichkeitsangabe also nicht der Schwellenwert be net, sondern die Lage der Kur bezug auf beide Koordinatenachse stimmt.

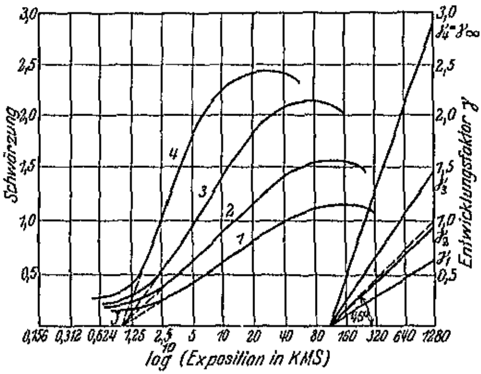


Abb. 3. Die Abhängigkeit der Schwärzungskurve von der Entwicklungsdauer (schematisch) im System von Hurter und Driffield; die Neigungen der geraden Teile der Schwärzungskurven sind gesondert gezeichnet ($\gamma_1, \gamma_2 \ldots, \gamma_\infty$); die gestrichelte Gerade entspricht dem Werte $\gamma = 1$. Koordinatenbezeichnung wie in Abb. 2.

Leider treffen aber die theoretischen Grundlagen des Systems nicht i zu. Erstens ist es in der Praxis häufig sehr schwer, den „geraden Kurv zu verlängern", da sehr viele Gradationskurven kein ausgesprochen ge Stück besitzen und kleine Abweichungen oft sehr große Differenzen in der E findlichkeitszahl hervorrufen. Zweitens ist die Lage von I doch weitgehend der Art des Entwicklers und von der Entwicklungszeit abhängig. Was HU und DRIFFIELD also vorschwebte, eine leicht reproduzierbare, von den Vers bedingungen weitgehend unabhängige Zahl als Empfindlichkeit zu defini ist ihnen nicht gelungen. Aus den verschiedenen Empfindlichkeitsdefiniti geht hervor, daß eine Umrechnung von Scheinergraden in H- und D-Za streng genommen nicht möglich ist. Immerhin ist zuzugeben, daß eine ge Parallelität insofern besteht, als niedrigen Scheinergraden in der Regel nie H- und D-Zahlen entsprechen, so daß gewissen Zahlenbereichen von Scheinergr gewisse Zahlenbereiche von H- und D-Zahlen zugeordnet werden können; diesem Grunde sind in der letzten Spalte von Tabelle 1 die zugehörigen Gel der H- und D-Zahlen ebenfalls aufgenommen worden.

Während die Schöpfer früherer Systeme sich damit begnügten, nur Empfindlichkeit einer photographischen Schicht — und zwar durch einzige Zahl — zu definieren, geht GOLDBERG[2]) zunächst von dem Objekt und weist nach, daß die praktisch auf die Schicht wirkenden Helligkeiten e normalen Objektes zwischen zwei Grenzwerten liegen, die sich wie 32:1 halten. Er bezeichnet den log des Verhältnisses dieser beiden extremen W als Objektumfang, der also im Durchschnitt den Wert log 32 = 1,5 hat.

[1]) Die Zahl 34 ist — rein empirisch — deshalb gewählt, damit die Empfindlicl der damals bekannten Platten mit Zahlen zwischen 4 und 400 angegeben werden kor Außerdem entsprach bei einer damals angegebenen Umrechnung der Scheinergrade in H un Zahlen jedem 4. Scheinergrad ungefähr die doppelte H und D-Zahl.

[2]) E. GOLDBERG, Der Aufbau des photographischen Bildes. 2. Aufl. Halle: Knapp 1

Damit sind zunächst die extremen, in Betracht kommenden Intensitätswerte zahlenmäßig erfaßt. Innerhalb dieses Bereiches kommt es nun darauf an, die Helligkeitswerte entsprechend den physiologischen Gesetzen der Bildwahrnehmung im Auge wiederzugeben. Aus einer großen Reihe von Beobachtungen hat GOLDBERG die verschiedene Empfindlichkeit für Intensitätsunterschiede ermittelt. Definiert man als Helligkeitsdetail das Verhältnis zweier benachbarter Intensitäten, so ergibt sich, daß bei der Wiedergabe in den hellsten Stellen des Objekts Details von 5%, in den Mitteltönen von 10% und in den Schatten von 25% im späteren Bilde erscheinen müssen.

Der Zusammenhang zwischen der Güte der Detailwiedergabe und der charakteristischen Kurve ist durch $\frac{dS_P}{d\log I} = \operatorname{tg}\alpha$ gegeben, wobei S_P die Schwärzung im Positiv, I den Intensitätsunterschied im Objekt, $\frac{dS_P}{d\log I}$ also die Güte der Detailwiedergabe und α den Winkel der charakteristischen Kurve in diesem Punkt gegen die Abszissenachse bedeutet. Die Güte der Detailwiedergabe ist der Kurvensteilheit an der betreffenden Stelle proportional. Ist $\frac{dS_P}{d\log I} = 1$, so werden unter sonst gleichen Verhältnissen sämtliche im Objekt vorhandenen Einzelheiten auch in der Kopie dem Auge sichtbar sein. Da aber in der Praxis zwischen Objekt und Papierkopie eine Zwischenstufe — das Negativ — eingeschaltet ist, so folgt daraus, daß die Detailwiedergabe richtig ist, wenn $\operatorname{tg}\alpha_P \cdot \operatorname{tg}\alpha_N = 1$ ist (α_P = Neigungswinkel der Positivkurve, α_N = Neigungswinkel der Negativkurve). Hieraus ergibt sich der wichtige Zusammenhang zwischen den charakteristischen Kurven des Negativ- und des Positivmaterials zur Erzielung einer korrekten Bildwiedergabe. An jeder Stelle müssen die Winkel der Kurventangenten komplementär sein; ist die Negativkurve flach, so muß die Positivkurve an der Stelle steil sein und umgekehrt.

Durch Ermittlung der Differentialkurve der charakteristischen Kurve wird die Steilheit in Abhängigkeit von der Belichtung dargestellt. GOLDBERG gibt in der sog. Detailplatte ein technisch leicht durchführbares und theoretisch richtiges Verfahren zur Darstellung der Detailwiedergabe an. Es ist dies ein Graukeil, auf den senkrecht zur Steigung ein zweiter Graukeil überlagert wird, der räumlich voneinander getrennte Stellen steigender Schwärzung aufweist (in Form eines Netzes von Linien). Wird eine solche Detailplatte auf ein lichtempfindliches Material kopiert, so entsteht ein Bild, das alle durch dieses wiedergegebenen Helligkeitsabstufungen direkt ablesbar zeigt, so daß unmittelbar auf der Kopie die Detailkurve gezogen werden kann, die jeden Aufschluß über die Detailwiedergabe gibt.

Dies waren in Kürze die Grundzüge der verschiedenen sensitometrischen Systeme. Es bleibt noch ein Wort über den Einfluß der Entwicklung zu sagen übrig. Jede Sensitometrie setzt genaueste Einhaltung der Entwicklungsbedingungen voraus. Durch Verlängerung der Entwicklungszeiten werden die Gradationskurven steiler, bis $\operatorname{tg}\alpha$, die Neigung des geraden Teiles der Schwärzungskurve gegen die Abszissenachse, einen maximalen Wert γ_∞ erreicht. Während γ den Grad der Entwicklung angibt, ist γ_∞ eine Eigenschaft der Emulsion, wobei natürlich γ_∞ von der Art des angewandten Entwicklers abhängt. Aber, einen bestimmten Entwickler vorausgesetzt, ist γ_∞ im wesentlichen nur durch die Menge und die Korngröße des in der Schicht vorhandenen Halogensilbers bestimmt (Ziff. 49, 52).

In Abb. 3 zeigen γ_1, γ_2, γ_3 verschiedene Entwicklungskurven, während $\gamma_4 = \gamma_\infty$ die „Ausentwicklungskurve“ darstellt, die die durch den betreffenden Entwickler maximal zu erreichende Kurvenneigung zeigt.

Die Wirkung der verschiedenen Entwickler äußerst sich außer in schiedenen γ_∞-Werten noch in den verschiedenen Arten von Kurven die bei Variation der Entwicklungszeiten entstehen. Bei den Rapident schneiden sich alle verlängerten geraden Kurvenabschnitte in einen (Abb. 3), während sich bei den Zeitentwicklern die Kurven mit st Entwicklungszeit in der Richtung der abnehmenden Lichtmenge para schieben. Natürlich ist diese Einteilung in Rapid- und Zeitentwickler empirische, die keinen Anspruch auf Exaktheit machen kann. Hinzu daß durch Zusatz von Bromkalium jeder Rapidentwickler einem Zeiten angenähert werden kann.

C. Anwendungsgebiete der Photographi

a) Einige nichttechnische Anwendungen des Negativproz

14. Die gebräuchlichsten Negativmaterialien. Die erste Forderu man in der Mehrzahl der Fälle an ein gutes Negativmaterial stellt, i Empfindlichkeit; man will mit einem Minimum von Zeit oder von Lic kommen; und erst nachdem es gelang, die Empfindlichkeit so weit zu s daß kurze Momentaufnahmen möglich waren, konnte die Photographie gemeine weite Verbreitung finden. Für die Amateurphotographie, die Spo Pressephotographie werden Belichtungszeiten von 10^{-2} bis 10^{-3} sec ge die Kinematographie in Ateliers muß bei der durchschnittlichen Auf zeit von $^1/_{40}$ sec mit einem Minimum von künstlichem Licht auszuk versuchen, die Röntgenphotographie ist bei Aufnahmen des Herzens u Lungen auf höchst empfindliches Material angewiesen, damit die durch A hervorgerufene Bewegung keine Bildunschärfe erzeugt. Ebenso wird f Zwecke der direkten oder indirekten Farbaufnahmen höchste Empfindl verlangt, das gleiche gilt für alle wissenschaftlichen Anwendungsgebie Astronomie, Mikrophotographie usw.

Die Erweiterung der höchsten Empfindlichkeit im Schwellenwert i einem Flacherwerden der Gradationskurve verbunden, steiler arbeitende sionen haben stets einen geringeren Schwellenwert. Daher haben alle empfindlichen Platten- und Filmemulsionen nur einen α-Wert von etwa 55°. In der Porträtphotographie, wo höchste Empfindlichkeit erstes Erfo für das Negativmaterial ist, stellt man sich auf diese flache Gradation ei Gegensatz dazu wünscht der Amateur kräftige Bilder, die Gradationskurve Negativemulsionen muß steiler sein, daher ist die Schwellenempfindlichk Amateurfilm- und -plattenemulsionen meistens etwas geringer. Für die Z der Reproduktionstechnik kommt es in erster Linie auf die Gradation a weder wird eine möglichst steil arbeitende Emulsion, die nur schwarz-weiß w gibt, verlangt, dann muß sich der α-Wert möglichst 90° nähern, oder e die Wiedergabe von Mitteltönen verlangt, dann muß die Kurve möglich nau 45° zur Abszissenachse geneigt sein; die Empfindlichkeit ist bei I Emulsionsarten meist geringer als bei den Amateur- und Porträtnegativ sionen. Abb. 4 gibt die für die verschiedenen Zwecke typischen Negativk wieder.

Weiterhin unterscheiden sich die Negativmaterialien durch ihre verschi Farbenempfindlichkeit. Die normale Amateuraufnahmeplatte ist wenig sen siert, d. h. vorwiegend blauempfindlich, sie gibt im Positiv Blau zu hell, und Rot als Schwarz wieder. Um die verschiedenen Farbtöne der Natur mög helligkeitsgetreu wiederzugeben, werden gelbgrünempfindliche Platten und I

verwandt; sie geben im Positiv das Gelb etwa ebenso hell wie das Blau wieder. Eine annähernd korrekte Tonwiedergabe erreicht man durch Vorschalten eines Gelbfilters bei Verwendung einer für Gelbgrün sensibilisierten Schicht; durch das Filter werden die blauen Strahlen so stark gedämpft, daß im Positiv nunmehr entsprechend dem Helligkeitsunterschiede Gelb heller als Blau wiedergegeben wird. Für die normale Landschaftsphotographie, bei der die roten Töne eine geringere Rolle spielen, genügt diese Tonwiedergabe. Will man aber alle Farbtöne einschließlich des Rots richtig wiedergeben, wie es z. B. für die Gemäldereproduktion, für die Farbenphotographie, für die Drei- und Vierfarbendruckverfahren der Reproduktionstechnik verlangt wird, so muß man eine für das ganze Spektrum sensibilisierte, panchromatische Schicht verwenden

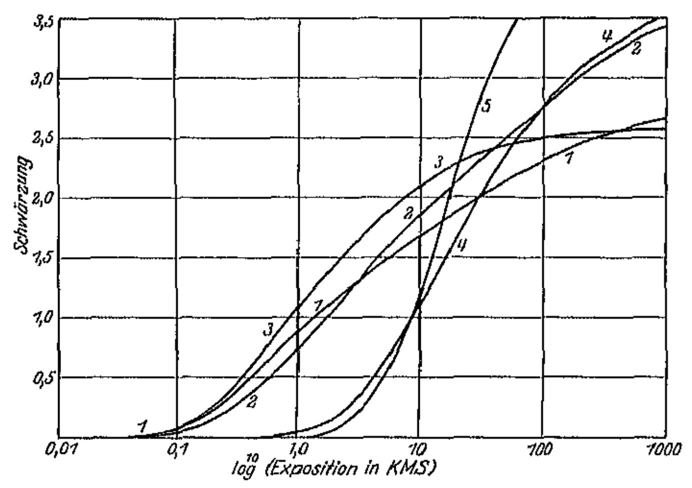


Abb. 4 Schwärzungskurven einiger typischer photographischer Negativ-Materialien.
1 Porträt-Schicht, 2 Kine-Negativ-Schicht, 3 Extra-Rapid-Schicht, 4 Kine-Positiv-Schicht, 5 Phototechnische Schicht (steil arbeitend).

Mit diesen Platten wird durch Vorschalten eines Filters, das die Inkorrektheit der Sensibilisierung ausgleicht, eine völlig richtige Farbtonwiedergabe erzielt.

Für gewisse Zwecke ist es wichtig, Überstrahlungen zu vermeiden, die an der Grenze von starkem Licht und tiefem Schatten auftreten (z. B. an Fensterkreuzen bei Zimmeraufnahmen, an Blättern und Geäst bei Baumaufnahmen). Diese Überstrahlung, auch Lichthof genannt, entsteht durch Reflexion der durch die Schicht dringenden Strahlen an der Glasplatte; die reflektierten Strahlen belichten die Halogensilberschicht rings um den Primärstrahl und erzeugen so den Lichthof. Die lichthoffreien Platten mit Hinter- oder Zwischenguß verhindern das Auftreten dieser störenden Erscheinung fast vollständig. Naturgemäß zeigen alle Films diesen Fehler in weit geringerem Maße. Eine sehr einfache und elegante Methode, die Stärke der Lichthofbildung zahlenmäßig zu erfassen, stammt von GOLDBERG[1]).

Von dieser eben beschriebenen Erscheinung, dem Reflexionslichthof, ist die häufig damit verwechselte Erscheinung des Diffusionslichthofes zu unterscheiden. Durch Beugung der Lichtstrahlen an den Bromsilberkörnern innerhalb der Schicht entsteht eine Streuung, die sehr häufig in der gleichen Form wie der Reflexionslichthof zu beobachten ist, aber einen wesentlich kleineren Umfang

[1]) E. GOLDBERG, Phot. Ind 1925, S. 1245

besitzt. Feinkörnige Emulsionen zeigen im allgemeinen geringere Strei grobkörnige, über die Messung der Streuung existieren eine Reihe von M von GOLDBERG, EGGERT u. a.[1]).

Eine weitere Eigenschaft der Emulsion, die häufig für die Verwen wichtig ist, ist das Auflösungsvermögen. Hiermit bezeichnet man die F der Schicht, dicht beieinander Linien oder Punkte getrennt w geben. Gemessen wird das Au vermögen durch Photographiere feinen schwarz-weißen Rasters u nau definierten Bedingungen, ol sich bisher eine allgemein ane Norm für das Auflösungsvermöge gesetzt hat [GOLDBERG[2]), SCH ROSS[4]), STINTZING[5])].

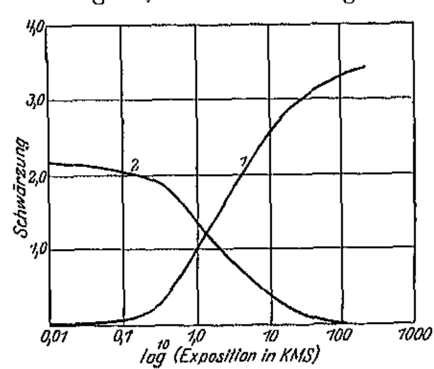


Abb 5. Schwärzungskurven einer Umkehrschicht in normal entwickeltem Zustande 1; nach dem Umkehren 2.

Während fast alle Negativ lien in der unter Ziff. 8 gesch Weise entwickelt und fixiert wird für einige Zwecke (Farbe graphie, Amateurkinematograph werbliche Papierkopien) das so kehrverfahren angewandt, bei dem nicht ein Negativ entsteht, sond direktes Positiv. Das belichtete Silber wird nach dem Entwickeln aus der herausgelöst und das unbelichtete Silber diffus belichtet und durch aber Entwickeln geschwärzt. Dieses Verfahren ist nur bei sehr dünnen Schicl wendbar, da der erste Entwickler an den belichteten Stellen bis auf den S träger durchentwickeln muß. Abb. 5 gibt die negative (1) und die posi Schwärzungskurve eines Umkehrfilms wieder. Näheres s. Ziff. 25.

15. Die Photographie als wissenschaftliches Hilfsmittel. Die Forsch dient sich des photographischen Prozesses zu mannigfaltigen Zwecken, de große Reihe von Eigenschaften der verschiedenen Strahlungen lassen s photographischen Methoden untersuchen. Der Wellencharakter des geht aus der Schichtenbildung in Lippmannplatten hervor (Ziff. 33); die tenhafte Absorption des Lichtes durch Silbersalze ist mit aller Sic erwiesen (Ziff. 41), der Polarisationszustand des Lichtes gibt sich eigneter Versuchsanordnung an den bestrahlten Schichten kund [Ziff. 4 vieler Hinsicht zeigen sogar einerseits die elektromagnetischen Strahle schiedener Wellenlänge, andererseits die Korpuskularstrahlen spe Effekte (Ziff. 47, 51, 52). Als weitaus wichtigstes Hilfsmittel dient jed photographische Prozeß der Forschung dann, wenn es gilt, Lage und sität solcher Lichtphänomene festzustellen, die entweder dem Auge haupt unsichtbar sind, oder die sich, obwohl sichtbar, deshalb der e Beobachtung entziehen, weil sie zu lichtschwach, zu rasch vergänglich o langsam verlaufend sind; denn wenn auch das Auge, besonders bei gee

[1]) J. EGGERT und W. ARCHENHOLD, ZS. f. phys. Chemie Bd. 110, S. 497 1924.
[2]) E. GOLDBERG, ZS f. wiss. Phot Bd 12, S. 77. 1913.
[3]) W. SCHEFFER, Phot. Korr. 1910, S 430.
[4]) F. E. ROSS, The Phys. of the Developed. Photogr Image S. 108. Rochest
[5]) H STINTZING, ZS. f. angew. Chem. Bd. 40, S. 1423 1927.
[6]) Abgesehen von diesem durch F. WEIGERT gefundenen Effekt sei daran erinn sich die im Polarisationsmikroskop beobachteten Farben leicht mit Hilfe des Rasterve (Ziff. 36) feststellen lassen

Adaptation, den photographischen Prozeß in mancher Hinsicht an Empfindlichkeit übertrifft, hat er vor dem Auge folgende Möglichkeiten voraus, die das Auge aus psychologischen oder physiologischen Gründen nicht besitzt:

1. Man kann mit Hilfe des photographischen Prozesses schwache Lichteindrücke über nahezu beliebig lange Zeiten summieren, wovon besonders die Astronomie, die Astrophysik und die Spektralphotographie weitgehend Gebrauch machen.

2. Man kann vergängliche Objekte und schnell vorübergehende Momente festhalten, insbesondere auch rasch verlaufende Vorgänge analysieren. In dieses Anwendungsgebiet gehören z. B. alle für die Zwecke der beschreibenden Naturwissenschaften, insbesondere der Medizin, Mikroskopie u. dgl. herstellbaren Aufnahmen. — Ferner sei an die Aufschlüsse erinnert, die sich durch die Anwendung der Zeitlupe erzielen lassen, die einen besonders sinnvollen Ausbau für ballistische Zwecke erfuhr[1]. — Schließlich müssen hierher alle photographischen Registrierverfahren: Oszillographie (Kardiographie), Photogrammetrie[2] einschließlich der Fliegerphotographie sowie die drahtlose Bilderübertragung gezählt werden.

3. Man kann langsam erfolgende Prozesse zeitlich zusammendrängen: Zeitraffaufnahmen, z. B. von morphologischen Veränderungen lebloser Gebilde, wie Wolken, oder von Organismen. Auf diesem Wege wurden z. B. von der I. G. Farbenindustrie A.-G., Ludwigshafen, umfangreiche Untersuchungen über die Wachstumsvorgängen der verschiedenen Pflanzenarten angestellt. (Wegen der Verwendung der normalen Kinematographie sei hier auf die Ziff. 23 bis 25 verwiesen.)

Die übereinstimmenden Anforderungen aller dieser Anwendungsgebiete an den photographischen Prozeß sind folgende: 1. möglichst hohe Empfindlichkeit des Negativmaterials; 2. möglichst geringer Schleier bei der Entwicklung des Negativs; 3. möglichst geringe und überdies gleichmäßige Korngröße in der Struktur des Negativs. — Da sich die Erfüllung dieser Anforderungen nicht gleichzeitig erreichen läßt[3], weil die einzelnen geforderten Eigenschaften einander zum Teil ausschließen, werden in der Regel für die Praxis Kompromisse geschlossen, deren Ergebnis in Abb. 4, Ziff. 14 niedergelegt ist. Dabei sei noch einmal ganz besonders darauf aufmerksam gemacht, daß zwischen der Schwellenempfindlichkeit und der Gradation streng zu unterscheiden ist (Ziff. 13); zwei Schichten können sich ganz verschieden „empfindlich" zeigen, d. h. verschiedene Schwärzungen aufweisen, je nach den Belichtungswerten, bei denen sie miteinander verglichen werden.

Die Angaben von Abb. 4 beziehen sich zunächst auf die „Allgemeinempfindlichkeit" der betrachteten Schichten, d. h. auf ihr Verhalten gegenüber kurzwelligem Licht. Das Problem, die Allgemeinempfindlichkeit handelsüblicher Schichten durch nachträgliche Behandlung vor der Belichtung zu steigern, ist oft bearbeitet worden. Hierzu zählen zunächst die Bemühungen, derartige Effekte durch „Vorbelichtung" zu erreichen[4]. Sofern man steil arbeitende, meist wenig empfindliche Schichten vor sich hat, gelingt es auf diesem

[1] B. Glatzel, Elektrische Methode der Momentphotographie. Braunschweig: Vieweg & Co. 1925

[2] P. Seeliger, Das photographische Meßverfahren, Photogrammetrie, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften Bd. V, S. 47. 1926; Bd. VI, S. 279.

[3] Bei dieser Gelegenheit sei anläßlich der oft begegneten irrigen Vorstellung unter Hinweis auf Ziff. 12 nochmals betont, daß der Schleier eines Negativs seine Auswertbarkeit in der Regel nicht beeinträchtigt, sofern der Unterschied in den Schwärzungen belichteter und unbelichteter Schichtstellen genügend groß ist.

[4] E. Kron, Publ. Astrophys. Obs. Potsdam Nr 67, Bd. 22, 5. Stück 1913.

Wege, die Schwellenempfindlichkeit unter Verflachen der Gradation e
erhöhen; bei ausgereiften, hochempfindlichen Schichten dagegen ist e
nicht gelungen, durch Vorbestrahlung Wirkungen zu erzielen, die n
Lage der Schwärzungskurve nicht zu erwarten gewesen wären. Anders
Fall bei der chemischen Nachbehandlungsmethode, der sog. Hypers
sation, die unter Umständen zu einer Empfindlichkeitssteigerung
Faktor 4 gegenüber der ursprünglichen Schicht führt, bei der allerd
dem Auftreten von beträchtlichem Schleier und einer erheblichen A
der Haltbarkeit der unbelichteten Schicht zu rechnen ist[1]).

Die mangelnde Empfindlichkeit photographischer Schichten für
Strahlenarten kann in verschiedener Weise gesteigert werden. F
welliges sichtbares, auch ultrarotes Licht führt Sensibilisation zum Ziel
Ziff. 5).

Das kurzwellige Ultraviolett, das nach den Untersuchungen von V
MANN[2]) wegen der starken Absorptionsfähigkeit des Bindemittels fü
Strahlung bei normalen Schichten nur bis etwa 2200 Å einwirkt (wen
gerade sehr lange Expositionszeiten oder höhere Intensitäten zur Ve
stehen), erfordert besondere Schichten, die nur etwa 1 bis 2% Bin
enthalten, die jedoch aus diesem Grunde wenig haltbar sind und in d
arbeitung sowie auch als Negativ eine recht störende mechanische Emp
keit aufweisen. Bequemer und für viele Zwecke ausreichend wird da
wellige Ultraviolett auf folgendem (indirekten) Wege zur Darstellung geb
Die Schicht wird vor dem Belichten mit einer benzolischen Vaselinelös
netzt; nach Verdunsten des Lösungsmittels verbleibt an der Schichtob
genügend fluoreszenzfähige Substanz, die das ankommende kurzwellige
violett in blaues und langwelliges ultraviolettes Licht verwandelt, das
seits auf der Schicht einen (nach Entfernen der Vaseline mit Benzol) en
baren Eindruck hinterläßt.

Die starke Absorptionsfähigkeit des Bindemittels macht sich auc
Arbeiten mit langsamen Elektronen und Kanalstrahlen, sowie bei sch
welligen Röntgenstrahlen geltend; in diesen Fällen ist die Verwendu
Schumannschichten erforderlich.

Für den Nachweis von Röntgenstrahlen für spektroskopische und St
untersuchungen ist prinzipiell jede photographische Schicht geeignet (
43, 47, 51); eine Sensibilisationsmöglichkeit im Sinne von Ziff. 5 ist tr
weilen ausgesprochener gegenteiliger Behauptungen für Röntgenstrahlen
neinen. Dagegen zeigen gewisse (allerdings zum Teil großkörnige) Sc
besondere Eignung für die Aufnahme von Röntgenstrahlen[4]). Schließlic
die Fluoreszenz von Kalziumwolframat in Form von Verstärkungsfo
die Belichtung der Schicht nutzbar gemacht werden (Ziff. 31).

Soviel zunächst über die Sensibilisation und die Eignung der photograp
Schichten für den Nachweis verschiedener Strahlenarten. Zur Verwendu
Negativprozesses bei der Feststellung der Lage, der Struktur und der In
von Lichterscheinungen sind insbesondere noch folgende Tatsachen mitz

---

[1]) Eine Zusammenstellung solcher Rezepte zur Hypersensibilisation photogra
Schichten findet sich in EDERS Handbuch Bd. 3, S. 176, 178 u. 184 sowie Phot. Ind
S. 304. 1926 u. Rev. franç. de Photogr. Bd. 8, S. 190. 1927. Im Handel: Agfa-Superp

[2]) V. SCHUMANN, Wiener Ber. Bd. 102, S. 994. 1893.

[3]) TH. LYMAN, Nature Bd. 112, S. 202. 1923; J. DUCLEAUX u. P. JEANTET, Jo
phys. Bd. 2, S. 156. 1921.

[4]) P. GÜNTHER u. R. STRANSKI, ZS. f. phys. Chem. Bd. 118, S. 270. 1925;
S. 224. 1926, benutzen Agfa-Zahnfilm für quantitative Zwecke der Röntgenspekt
(Kornzählmethode).

Die Lage einer Schichtstelle während ihrer Belichtung im Vergleich zu derjenigen nach der Entwicklung ist von den Verzerrungen abhängig, die das System während der Naßbehandlung erfährt. Dabei ist zwischen den Verlagerungen der Schicht selbst und denjenigen ihrer Unterlage zu unterscheiden. Ist die Unterlage gegen die Naßbehandlung indifferent, wie z. B. Glas, so wird die Verzerrung höchstens durch die Schrumpfung der Schicht verursacht, die sich in einer Durchbiegung der Unterlage äußern kann; dickes Spiegelglas widersteht einer solchen Durchbiegung ohne weiteres. Ist dagegen auch die Schichtunterlage in Wasser u. dgl. quellbar und geht sie beim nachträglichen Trocknen nicht in den ursprünglichen Zustand zurück, so können Verzerrungen von einigen Prozenten eintreten; beim Nitrofilm sind die so zustande kommenden Dimensionsänderungen unter 0,5%, größer beim Azetylfilm, am größten beim Papier. Es braucht nicht ausführlich besprochen zu werden, daß verschiedener Feuchtigkeitsgehalt lufttrockner Schichten, ungleichmäßiges Trocknen u. dgl. Verzerrungen verschiedener Größe hervorrufen.

Die Konturschärfe eines Negativs ist von dem Auflösungsvermögen der benutzten Schicht abhängig. Dieses selbst wird von der Korngröße sowohl wie von den Gradationseigenschaften der Schicht beeinflußt. Eine steile Gradation führt zu schärferer Zeichnung als eine flache Gradation; das gleiche gilt für den die Konturschärfe herabsetzenden Lichthof (Ziff. 14).

Auch auf die Intensität des Lichteindruckes, der an der beobachteten Schwärzung erkannt werden soll, ist, wenn man exakt arbeiten will, nur mit der größten Vorsicht zu schließen. Die Kenntnis der Schwärzungskurve der verwendeten Schicht allein reicht nur für ganz ungefähre Messungen hin. Bedenkt man die Ausführungen von Ziff. 47, sowie diejenigen von Ziff. 48 bis 50, so kommt man dazu, daß nur dann eine exakte Messung der Strahlungsintensität auf photographischem Wege möglich ist, wenn die Vergleichsschicht in jeder Beziehung möglichst ebenso belichtet und entwickelt wird wie die zu messende Schicht. Es sei noch darauf hingewiesen, daß steil arbeitende aber weniger empfindliche Schichten zunächst deshalb am geeignetsten erscheinen, weil hier geringen Intensitätsänderungen große Schwärzungsunterschiede entsprechen (Ziff. 14, Abb. 4). Wegen der praktischen Ausführung von photometrischen Messungen an photographischen Platten zum Zwecke genauer Intensitätsbestimmungen vergleiche Bd. 19, Kap. 23.

16. Die Photographie mit Kunstlicht[1]). Zum Unterschied von Ziff. 15 beziehen sich die nachfolgenden Ausführungen lediglich auf Arbeiten mit der photographischen Kamera. Während sich diese ursprünglich vorwiegend des Tageslichtes als Lichtquelle bedienten, wurde mit zunehmender Verbreitung und Verwendung der Photographie auch das Kunstlicht herangezogen, vor allem deshalb, weil es eine besser reproduzierbare Beleuchtung gewährleistet als das Tageslicht. Als künstliche Lichtquellen kommen, je nach dem Verwendungszweck, in Betracht: 1. der Kohlebogen einschließlich der Effektkohlen, 2. die a) Quecksilber- und b) Neonröhren, 3. die verschiedenen Arten gasgefüllter Metallfadenlampen, 4. die Punktlichtlampe und 5. das Blitzlicht. Gemäß der spektralen Energieverteilung dieser Strahlen, über die Bd. 19, Kap. 14, 15, 16 berichtet wird, bevorzugt man bei unsensibilisierten Schichten nach Möglichkeit die an kurzwelligen Strahlen reichen Lichtquellen 1 und 2a; aber auch die übrigen Kunstlichtarten finden in diesem Falle gelegentlich Anwendung, besonders dann, wenn eine möglichst punktförmige Lichtquelle großer Flächenhelligkeit (4), oder wenn eine möglichst kurzzeitige und intensive Lichtquelle erforderlich

---

[1]) R. Bloch, Lichttechnik, letztes Kapitel. München-Berlin: R. Oldenbourg 1921.

ist (5)[1]. Arbeitet man dagegen mit sensibilisierten Schichten, so em| sich, die Lichtquellen 2b, 3, 4 und 5 zu verwenden, denn nun wird in der R(darauf gelegt, die aufgenommenen Objekte und ihre verschiedenen Fai richtiger Helligkeitsabstufung wiederzugeben. Nach empirischen Versu sich herausgestellt, daß der relativ höhere Gehalt jener Lichtquellen welliger Strahlung gerade den Unterschied kompensiert, der zwischen der (Empfindlichkeit jener Schichten im Blau und derjenigen im Rot best(Bogenlicht z. B. kann der gleiche Effekt nur durch Einschalten von G(erreicht werden, die die Intensität des blauen Lichtes hinreichend (Die in vorstehendem gemachten Angaben gelten vor allem auch für wendungsgebiete Kinematographie (Ziff. 24) und Reproduktionstechnik (

b) Der Positivprozeß.

17. Allgemeines. Während für die Negativphotographie fast aussc Bromsilber als lichtempfindliche Substanz verwandt wird, kommen Positivverfahren folgende 4 Klassen von lichtempfindlichen Substar Anwendung:

1. Silbersalze,
2. Chromatgelatine,
3. Eisensalze,
4. Lichtempfindliche organische Verbindungen.

In Abb. 6 sehen wir eine Reihe von Schwärzungskurven der beka Positivmaterialien und können unter Berücksichtigung des unter Ziff. 12 (die verschiedenen Empfindlichkeiten miteinander vergleichen.

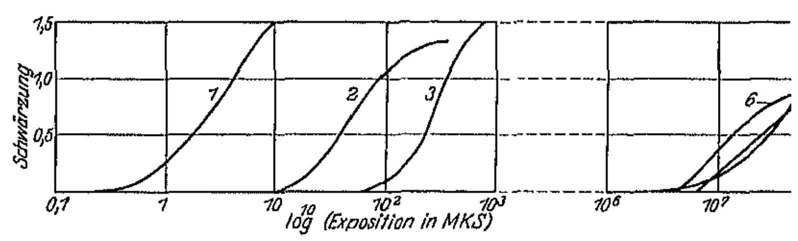


Abb. 6. Schwärzungskurven einiger typischer photographischer Positivmaterialien.
1 Hochempfindliches Bromsilberpapier, 2 Chlor-Bromsilberpapier, 3 Chlorsilberpapier, 4 Auskopierpapier, 5 Chromatpapier, 6 Ozalidpapier (spiegelbildlich gez

Wie wir bei der Besprechung des GOLDBERGschen Systems der Sensi((Ziff. 13) sahen, besteht die an das photographische Verfahren zu steller derung darin, daß innerhalb des festgestellten Objektumfanges — in d(1,5 — sämtliche Helligkeitsabstufungen der Wirklichkeit entsprech Papierbild erscheinen, wobei in den hellsten Stellen des Objekts Det 5% in den Mitteltönen von 10% und in den dunkeln Stellen von 25% gegeben werden müssen. Für die kurvenmäßige Betrachtung ist zu be daß die maximale Schwärzung, mit der man bei Papierbildern rechne 1,2 bis 1,4 nicht überschreitet; dadurch ist der obere Punkt der ausnu Positivkurve festgelegt. Der Anfangspunkt der Positivkurve ist durch (derung einer Detailwiedergabe von 10% definiert, aber bei der fast vollkor

[1] Wegen näherer Angaben s. H BECK, Die Blitzlichtphotographie, 5. Aufl. 1923. Eine Gegenüberstellung verschiedener Lichtquellen hinsichtlich ihrer untersch Aktinität (Verhältnis von photographischer Wirkung und physiologischer Helligke sich bei H. BECK u. J. EGGERT, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 367 1927.

Schleierfreiheit photographischer Papiere kann man mit völlig ausreichender Genauigkeit die Schwärzung 0,05 als Anfangspunkt der Positivkurve ansetzen. Die Steilheit der für ein gegebenes Negativ zu verwendenden Positivkurve richtet sich nun, in sinngemäßer Anwendung des Gesagten nach dem Negativumfang, denn der Negativumfang tritt bei der Herstellung eines Positivs an Stelle des Objektumfangs beim Negativ als maßgebliche Abszissendifferenz auf. Flaue Negative, die durch geringen Umfang charakterisiert sind, bedingen eine steile Positivkurve, harte Negative, d. h. solche mit großem Umfang, bedingen ein weich arbeitendes Papier. Daher werden alle Papiersorten in verschiedenen Gradationsstufen (hart, mittel, weich) hergestellt, außerdem hat man noch die Möglichkeit, durch Variation der Entwicklungszeit die Steilheit der Kurve innerhalb gewisser Grenzen zu variieren. Zu der Form der Positivkurve ist noch zu sagen, daß entsprechend der verlangten besseren Detailwiedergabe in den Lichtern gegenüber den Schatten die Positivkurve im oberen Teil steiler verlaufen muß als im unteren, also eine gegen die Abszissenachse konvexe Form den theoretischen Anforderungen entspricht.

Bei Halogensilberpapieren unterscheidet man zwischen Entwicklungspapieren und Auskopierpapieren; im ersten Falle wird ein latentes Bild entwickelt, im zweiten wird durch die Belichtung unmittelbar ein sichtbares Bild erzeugt.

18. Die Entwicklungspapiere. Die Entwicklungspapiere werden nach ihrer Empfindlichkeit und nach dem verwendeten Halogen in Bromsilber-, Chlorbromsilber- und Chlorsilberpapiere eingeteilt. Aus der Art des Halogensilbers ergibt sich der Charakter der Papiere. Bromsilberschichten ergeben im allgemeinen einen ins Graue gehenden Bildton; ihre Gradation ist in der Regel nicht so brillant wie die der Chlorsilberschichten. Bilder auf reinem Chlorsilberpapier haben einen bläulichschwarzen Bildton und zeichnen sich allgemein durch eine außerordentliche Brillianz aus, d. h. die tiefsten Schatten sind noch fein abgestuft, aber von einem kräftigen Schwarz, ohne daß die Details in den Lichtern verlorengegangen sind. Die Chlorbromsilberbilder haben bei mittlerer Brillanz einen ins bräunliche oder grünliche gehenden Farbton des entwickelten Silberbildes. Aus dem Vergleich von Abb. 4 und 6 geht hervor, daß die Schwellenempfindlichkeit eines hoch empfindlichen Negativmaterials zu der eines Bromsilberpapieres sich etwa wie 1:9 verhält.

Ihrem verschiedenen Charakter entsprechend werden die drei Kategorien von Entwicklungspapieren auch verschieden entwickelt. Für Bromsilber- und Gaslichtpapiere ist Metol-Hydrochinon der am weitesten verbreitete Entwickler, aber während Chlorsilberpapiere in der Regel in 30 bis 50 Sek. ausentwickelt sind, brauchen Bromsilberpapiere hierzu 1 bis 2 Min. Nachfolgend seien zwei Entwicklungsrezepte genannt, die die charakteristischen Unterschiede im Bildton der Papiere klar herausarbeiten:

1. Für Bromsilberpapiere
   - 1000 cm³ Wasser
   - 1 g Metol
   - 25 g Natriumsulfit krist.
   - 3 g Hydrochinon
   - 70 g Soda krist.
   - 1 g Bromkalium

2. Für Chlorsilberpapiere
   - 1000 cm³ Wasser
   - 2 g Metol
   - 50 g Natriumsulfit krist.
   - 6,5 g Hydrochinon
   - 30 g Soda krist.
   - 0,5 g Bromkalium.

Die Chlorbromsilberpapiere stehen in der Mitte zwischen diesen beiden Papiersorten. Die meisten der in Europa verwendeten Porträtpapiere sind Chlorbromsilberpapiere, die neben der normalen Schwarzentwicklung einer Buntonentwicklung unterworfen werden können. Werden reichlich belichtete Bilder in einem verdünnten Glyzin-, Hydrochinon-, Pyrogallol- oder Pyro-Hydrochinon-

entwickler 10 bis 20 Min. entwickelt, so kann man eine ganze Skala der ve schiedensten Bildtöne auf Chlorbromsilberbildern erzeugen; je nach den Ve suchsbedingungen erhält man alle Tone von Schwarz über Grün bis Rot. D durch die normale Entwicklung entstandene Silberbild entspricht durch sein kalten schwarzen Ton sehr häufig nicht dem herrschenden Geschmack, der in A lehnung an die Farbe der Auskopierpapierbilder eine wärmere Farbe, wie Brau vorzieht. Man verwandelt daher gern das schwarze Silber des Positivbild in braunes Schwefelsilber. Direkt geht diese Umwandlung in der Kälte nicl vor sich, man muß daher entweder das Ag erst in Halogensilber verwandel oder in der Warme arbeiten.

1. Indirekte Schwefeltonung
I. 100 cm³ Wasser
2 g $K_3Fe(CN)_6$
4 g KBr
II. 100 cm³ Wasser
25 cm³ Schwefelammonlösung 10%
18° C Badtemperatur.

2. Direkte Schwefeltonung.
1000 cm³ Wasser
150 g $Na_2S_2O_3$
50 g Alaun
60° C Badtemperatur

Die Bilder werden hellbraun bis sepia und sind bei der grobkörnigen Forr des entstandenen Schwefelsilbers sehr gut haltbar. Etwas mehr ins rötlich gehende, angenehmere Töne erhält man durch die Selentonung, bei der da Silber ganz oder teilweise in Selensilber übergeführt wird. Zweckmäßig benutz man hierzu die im Handel befindlichen Selentonbäder (Senol, Carbon, Coradon)

Weiterhin gibt es noch eine große Reihe von Rezepten, nach denen Bunt tonungen vorgenommen werden können. Bei Verwendung der geeigneten Metall kann man Entwicklungspapierbilder in fast allen Nuancen tonen. In der Rege wird das Silber erst in Halogensilber oder ein komplexes Silbersalz übergeführt und dann werden an diese Stoffe die gefärbten Metallverbindungen angelagert[1])

Die meisten der von Amateur- und Fachphotographen hergestellten Papier bilder werden durch Kontaktdruck im Kopierrahmen gewonnen, wobei die richtige Belichtungszeit durch Probekopieren eines Streifens unter einem Tei des Negativs festgestellt wird. Soll das Positivformat größer sein als das de Negativs, so wird das Negativ mit Hilfe eines optischen Systems, meistens unter Benutzung einer künstlichen Lichtquelle, auf Bromsilberpapier vergrößert. Man unterscheidet 2 Typen von Vergrößerungsapparaten, die älteren mit Kondensor und die neueren kondensorlosen Apparate. Bei ersteren fällt parallel gerichtetes Licht auf das Negativ, bei den letzteren dagegen diffuses; bei parallelem Licht tritt in den dichteren Stellen des Negativs eine Streuung des Lichtes, also eine größere Lichtschwächung ein als bei den klareren Negativpartien, die Kontraste des Negativs werden also scheinbar verstärkt; daher erfordern Kondensorapparate weicher arbeitende Papiere als kondensorlose.

Werden von einem Negativ nicht nur wenige Abzüge gebraucht, sondern, wie es für industrielle Zwecke, Postkartendruck, Reklamebilder usw. häufig der Fall ist, eine größere, nach Hunderten zählende Auflage, so werden die Bilder nicht auf einzelnen Blättern kopiert, sondern in langen Rollen gedruckt (Kilometerphotographie). Dazu wird das Bromsilberpapier in ruckweiser Bewegung von einer großen Rolle abgewickelt, unter dem Negativ belichtet, durch die Entwicklungs- und sonstige Bäder geführt und zum Schluß in einen Trockenraum gebracht. Die in derartigen Anstalten verarbeiteten Papiermengen belaufen sich auf mehrere zehntausend m² im Monat.

---

[1]) E. SEDLACZEK, Tonungsverfahren von Entwicklungspapieren. 2. Aufl. Halle: Knapp 1923.

Ebenfalls maschinell erfolgt die Reproduktion von Druckschriften (Patentschriften, Literaturangaben usw.) in besonderen Apparaten (Famulus, Kontophot u. a. in Deutschland), bei denen ein reflexlos beleuchtetes Original direkt auf photographisches Rollenpapier photographiert wird. Die Gradation der hierzu verwendeten Schichten ist sehr steil, da keine Halbtöne, sondern nur schwarze Schrift auf weißem Grunde wiederzugeben ist. Natürlich erscheint auf der Reproduktion die Schrift weiß auf schwarzem Grunde. Es gibt aber auch bereits Verfahren, unmittelbar Positive auf Papier zu erzeugen; entweder man bedient sich eines dem Umkehrprozeß bei Films ähnlichen Verfahrens, wobei die Papierfaser durch Imprägnieren vor der Anfärbung durch das Umkehrbad geschützt ist (Abb. 5), oder man verwendet ein doppelschichtiges Papier, bei dem die obere Schicht ungehärtet und hochempfindlich, die untere sehr stark gehärtet und unempfindlich ist. Zunächst wird belichtet und entwickelt, aber nicht fixiert. Dann wird das Papier schwachem Licht ausgesetzt, wodurch das Negativ in der oberen Schicht auf die untere kopiert wird. Nachdem nun die obere ungehärtete Schicht abgewaschen ist, kann auf der unteren das positive Bild entwickelt und fixiert werden[1]).

19. Die Auskopierpapiere. Versetzt man eine in ein Kolloid eingebettete Chlorsilberschicht mit überschüssigem Silbernitrat, so verändert diese Emulsion, dem Licht ausgesetzt, ihre Farbe durch Ausscheidung von metallischem Silber. Durch Ausfixieren des unbelichteten Chlorsilbers und durch Überführen des entstandenen Silberbildes in ein Goldbild wird das Bild haltbar gemacht. Im Gegensatz zu den bisher behandelten Emulsionen kann also bei Auskopierpapieren das Entstehen des Bildes an der fortschreitenden Ausscheidung metallischen Silbers beobachtet werden. Als Bindemittel kommen drei Substanzen in Betracht, Eiweiß, Kollodium und Gelatine. Die ältesten Papiere waren die Eiweiß- oder Albuminpapiere, die verbreitetsten sind die kollodiumhaltigen Zelloidinpapiere, während die Gelatine- oder Aristopapiere nicht dieselben schönen Töne erzielen wie die Zelloidinpapiere.

Die ältesten „Salzpapiere" wurden dadurch hergestellt, daß man geeignetes Papier erst auf einer wäßrigen Kochsalzlösung, dann nach dem Trocknen mit der Salzseite nach unten auf einer Silbernitratlösung schwimmen ließ. Die heutige Herstellung geschieht nach sehr komplizierten Rezepten. Man erkannte bald, daß ein Zusatz organischer Silbersalze, z. B. Silberzitrat, die das im Lichte freiwerdende Chlor absorbieren, eine größere Mannigfaltigkeit von Tönen und Gradationsabstufungen gibt. Die Papiere mit reinem Chlorsilber haben einen blauen Ton und geben harte Bilder, die Papiere, die Silberzitrat enthalten, geben rötliche Bilder von weicher Gradation. Die Gradationskurve der Auskopierpapiere weicht nicht grundsätzlich von der der Entwicklungspapiere ab, der Kopierumfang ist ein wenig größer (Abb. 6).

Die Verarbeitung der Auskopierpapiere geschieht folgendermaßen: Nach dem Belichten werden sie in einem neutralen Fixierbad (zur Vermeidung der abschwächenden Wirkung) fixiert, wobei man ein Umschlagen der Farbtöne ins Hellgelbe beobachtet. Man badet die Bilder vor oder nach dem Fixieren in einer Lösung von Goldchlorid, wodurch der größte Teil des Silbers durch Gold ersetzt wird, oder verwendet Lösungen, die beide Operationen gleichzeitig ausführen (Tonfixierbäder). Meistens geht neben der Goldmetalltonung noch eine Schwefeltonung her, indem sich Silbersulfid an das gebildete gelbliche Silber anlagert.

Den letzten Fortschritt auf dem Gebiete der Tageslichtpapiere stellen die selbsttonenden Auskopierpapiere dar, die das Gold bereits in der Schicht ent-

[1]) A.-G. D. R. P. 453072.

halten und den großen Vorzug der einfachen Verarbeitung haben; sie brau
nur fixiert zu werden, um gute Bilder zu geben. Es empfiehlt sich aber den
vor dem Fixieren ein Kochsalzbad einzuschalten, um alle überschüssigen S
salze gründlich zu entfernen.

Der Kopierprozeß ist bei gewöhnlichen und selbsttonenden Ausko
papieren der gleiche. Die Haltbarkeit beider Papiere beträgt ungefähr 1
Nach dieser Zeit wird die Schicht der Zelloidinpapiere wasserundurchlässig
verliert das Tonungsvermögen.

20. Die Chromatverfahren. Diese beruhen auf der Verwendung von A
bichromaten in Gelatineschichten. Bichromate werden entweder durch
zu Chromisalzen reduziert, die die Gelatine härten, oder Bichromatgel
wird durch die Oxydationsprodukte mancher Entwickler am metallischen S
unlöslich gemacht. Im Gegensatz zu den Silbersalzverfahren wird bei den C
matprozessen die die Bildfarbe gebende Substanz den lichtempfindlichen Sc
ten beigemengt. Je nachdem der Bildfarbstoff nachträglich zugeführt
oder vorher den Schichten beigemengt ist, ob er die gegerbten oder ungeger
Schichten anfärbt, ob er endlich trocken, als fette Farbe, in wäßriger Lö
oder als Pigmentfarbstoff zur Wirkung kommt, ergibt sich für die gebrä
lichsten Verfahren folgende Einteilung, die wir E. STENGER[1]) verdanken.

Tabelle 2. Übersicht über die Chromatgelatine- und sonstigen Gerbeverfah

	Gerbung durch Licht Bildfarbstoff			Gerbung durch Ag Bildfarbstoff		
	wird nachträglich zugeführt		ist in der Schicht vorhanden	wird nachträglich zugeführt		ist i Schich han
	durch Anfärbung der ungegerbten Schichtteile	durch Anfärbung der gegerbten Schichtteile	Pigmentverfahren Gummidruck	durch Anfärbung der ungegerbten Schichtteile	durch Anfärbung der gegerbten Schichtteile	Bro silbe me pap
Anfärbung a) mit trockener Farbe	Einstaubverfahren Buridruck	Suridruck		Einstaubverfahren	—	
b) mit fetter Farbe	—	Öldruck Lichtdruck		—	Bromöldruck	
c) mit wäßriger Farbstofflösung	Pinatypie	—		—	—	
d) mittels Pigmentschicht	—	Ozotypie		—	Ozobromdruck	

Von der großen Mannigfaltigkeit der Chromatverfahren sei hier nur in K
auf die wichtigsten Verfahren: das Pigmentverfahren, den Bromöldruck,
Pinatypie und den Ozobromdruck eingegangen.

Beim Pigmentdruck wird die auf Papier gegossene, mit einem wasserun
lichen, dem sog. Pigmentfarbstoff versetzte Gelatineschicht mit Bichromat
sibilisiert. Durch die Einwirkung des Lichtes wird die Gelatine gehärtet
in warmem Wasser unlöslich, so daß man die nicht belichteten Stellen herun
lösen kann. Wenn die Lichtwirkung nicht bis zum Untergrund reicht, bl
am Schichtträger eine Schicht ungehärteter Gelatine, so daß beim Entwic

[1]) E. STENGER, Vogels Handbuch der Photographie Bd. VI 3, S. 177. Berlin: U
Deutsche Verlagsgesellschaft 1925.

die ganze Schicht fortgelost wird. Daher muß man beim Pigmentdruck entweder die Schicht sehr dünn machen (Gummidruck, wobei als Kolloid Gummiarabikum verwendet wird) oder von der Ruckseite durch das transparent gemachte Papier belichten — Leimdruck — oder die Schicht auf eine andere Unterlage übertragen: Pigmentdruck mit Übertragung; letzterer hat allein praktische Bedeutung.

Zur praktischen Ausübung wird auf ein gleichmäßig glattes Papier eine wäßrige Lösung von „mittelharter" Gelatine (25%) aufgetragen, die mit 1 bis 1,5 g Farbstoff auf 100 cm³ Lösung versetzt ist. Der gebräuchlichste Farbstoff ist Lampenruß, nach dem das Verfahren auch den Namen Kohledruck führt. Das Lichtempfindlichmachen des Papiers geschieht durch Tränken in einer 4proz. Lösung von Kalium- oder Ammoniumbichromat und darauf folgendes Trocknen, wobei das Papier eine Haltbarkeit von ca. 3 Tagen erhält. Dann wird kopiert, nachdem die richtige Belichtungszeit durch ein Photometer festgestellt ist, und das Papier mit dem Übertragungspapier — hergestellt durch Begießen mit gehärteter Gelatine — zusammengequetscht. Die nun folgende Entwicklung erfolgt bei 35 bis 40°, und man erhält nach Abziehen des ursprünglichen Papiers ein seitenverkehrtes Pigmentbild, das sich durch seine vorzügliche Tonabstufung vor den Halogensilberkopien auszeichnet. Der Grund dafür liegt in der einzigartigen Gradationskurve der Bichromatschichten[1]), die geradlinig im Winkel von 45° ansteigt (Abb. 6). Will man ein seitenrichtiges Positiv haben, so wird das erhaltene Pigmentbild nochmals auf ein endgültiges Übertragpapier in gleicher Weise übertragen.

Noch mehr als der Pigmentdruck gestattet der B r o m ö l d r u c k eine individuelle Behandlung des Bildes; damit ist er zum beliebtesten Edeldruckverfahren geworden. Ein normales Silberbild auf schwach gehärtetem Papier wird mit einem Ausbleichbade behandelt, während gleichzeitig das Bild gegerbt wird. Eine der gebräuchlichsten Lösungen z. B. ist:

1000 cm³ Wasser,
1,5 g $K_2Cr_2O_7$,
24 g KBr,
24 g $CuSO_4$,
5 Tropfen HCl (10%ig).

Die Wirkung des Bades beruht darauf, daß sich aus metallischem Silber und $Cu^{\cdot\cdot}$-Ionen $Ag^{\cdot}$-Ionen und $Cu^{\cdot}$-Ionen bilden. Letztere reduzieren die CrO_4''-Ionen zu $Cr^{\cdot\cdot\cdot}$-Ionen, die nun die Gelatine in der gleichen Weise gerben, als ob diese Reduktion durch das Licht hervorgerufen wäre. Die so gegerbten Gelatinestellen stoßen Wasser ab, halten aber fette Farben fest, während die ungehärteten Stellen Wasser aufnehmen, aber fette Farbe abstoßen. Wird also auf eine derartig behandelte Bildschicht mit einem Pinsel eine Fettfarbe aufgetupft, so wird eine der Gerbung entsprechende Farbmenge aufgenommen. Besondere Effekte lassen sich dadurch erzielen, daß das noch feuchte Bild auf ein anderes Papier übertragen wird.

Der O z o b r o m d r u c k beruht darauf, daß eine mit Farbstoff versetzte Gelatineschicht mit einem vorher fertiggestellten photographischen Silberbilde zusammengequetscht wird und daß dann die Gelatineschicht an den Silberbildstellen proportional der vorhandenen Silbermenge gehärtet wird. Das Silberbild wird mit Chromalaun gehärtet, die Pigmentgelatineschicht mit einer Lösung von Kaliumbichromat, Kaliumferrizyanid und Kaliumbromid behandelt. Man erhält so einen seitenrichtigen Pigmentdruck.

[1]) J. M. EDER, Chromatprozeß. Handbuch Bd. IV 2, S. 144. Halle: Knapp 1926.

Die Pinatypie beruht darauf, daß bestimmte wasserlösliche Farbstoffe die Gelatine eines Chromatbildes in umgekehrtem Verhältnis ihrer Gerbung anfärben. Preßt man ein so angefärbtes Bild mit einem feuchten gelatinierten Papier zusammen, so wird die Farbe entsprechend ihrer Konzentration im Bichromatbild auf das Papier übertragen. Durch Wiederholung der Anfärbung der Bichromatschicht lassen sich beliebig viel Papierabzüge herstellen (Ziff. 37).

Einen weiteren Fortschritt auf diesem Gebiet brachte KOPPMANN[1]), der die Gerbung der Gelatine durch sulfitfreien Brenzkatechinentwickler fand. Dieser Entwickler gerbt die Schicht proportional dem ausgeschiedenen Silber. Belichtet man also von der Rückseite (s. Pigmentprozeß), entwickelt im sulfitfreien Brenzkatechinentwickler und behandelt dann mit Wasser, so wird die Gelatine an den unbelichtet gebliebenen Stellen weggewaschen. Man hat also ein Auswaschrelief, das man analog den Pinatypieverfahren weiter behandeln kann.

21. Die Eisensalzverfahren. Die Lichtempfindlichkeit gewisser Eisensalze bildet die Grundlage einer Reihe von Kopierverfahren[2]), die für Lichtpauspapiere verwendet werden. Bei Eisensalzen übt das Licht wie bei Chromverbindungen eine Reduktionswirkung aus, indem organische Ferrisalze (dreiwertig) zu Ferrosalzen (zweiwertig) reduziert werden, und die Bilderzeugung beruht darauf, daß entweder aus den Ferrosalzen oder den Ferrisalzen gefärbte Verbindungen erzeugt und die anderen ausgewaschen werden. Wenn man, wie beim Lichtpausverfahren üblich, unter einer Strichzeichnung kopiert, so befinden sich nach der Belichtung unter den Strichen Ferrisalze, unter den freien Stellen der Vorlage Ferrosalze. Jede weitere Behandlung, die aus den Ferrosalzen einen gefärbten Körper erzeugt, liefert also ein negatives Bild, jede, die aus Ferrisalzen gefärbte Verbindungen entstehen läßt, ein positives Bild. Hierbei ist es gleichgültig, ob die reagierenden Stoffe von vornherein im Papier vorhanden sind und nach dem Entwickeln nur gewässert zu werden braucht, oder ob die Schicht nur die lichtempfindlichen Eisensalze enthält und durch eine Nachbehandlung entwickelt werden muß. Die negativen Zyanotypien — weiße Linien auf blauem Grund — beruhen auf der Bildung von Thurnbulls Blau durch Umsetzung von Ferrosalz mit Kaliumferrizyanid. Die positiven Zyanotypien — blaue Linien auf weißem Grunde — haben die Bildung von Berlinerblau, Ferrisalz + Kaliumferrozyanid zur Grundlage. Diejenigen im Handel befindlichen Lichtpauspapiere, die schwarze Linien auf weißem Grunde liefern, benutzen die Bildung des schwarzen Tintenbildes durch Einwirkung von Tannin oder Gallussäure auf Ferriverbindungen.

22. Photographie mit lichtempfindlichen organischen Verbindungen. Von den zahlreichen Verfahren, die auf der Lichtempfindlichkeit aromatischer Verbindungen, vor allem der Diazoverbindungen, beruhen[3]), sei hier nur auf das Ozalidverfahren von KÖGEL hingewiesen, das dem Lichtpauspapier der Firma Kalle & Co. zugrunde liegt[4]).

Die lichtempfindliche Substanz ist hier ein Diazid, das im Licht zu Phenol unter Stickstoffentwicklung reduziert wird. Die unzersetzt gebliebene Ausgangssubstanz wird mit dem der Schicht gleichzeitig einverleibten Resorzin bei Gegenwart von Alkali zu einem rotvioletten Farbstoff gekuppelt. Dieses Alkali wird der Schicht in Form von Ammoniakdämpfen zugeführt, wobei die in der Schicht

---

[1]) G. KOPPMANN, D. R. P. 309193, 310037, 310038, Phot. Rundschau 1922, S. 144; 1923, S. 124.

[2]) WANDROWSKY, Lichtpausverfahren. 1921.

[3]) J. M. EDER, Handbuch. Bd. IV 2, S. 469. Halle: Knapp 1926.

[4]) D. R. P. 302786. Vgl. auch: J. EGGERT und W. SCHRÖTER, Zs. f. Elektrochem. 1928.

stets zurückgehaltene Feuchtigkeit das für die Reaktion nötige Wasser liefert. Auf diese Weise entstehen von Positiven wieder Positive. Ein einzigartiger Vorteil dieses Papieres ist, daß infolge der praktisch trockenen Entwicklung jede Verzerrung des Papierbildes vermieden wird, also Zeichnungen maßstäblich genau wiedergegeben werden. Das Ozalidpapier ist ein Jahr lang haltbar, seine Empfindlichkeit ist die gleiche wie die des Eisenblaupapiers (Abb. 6, Kurve 6, zu der noch zu bemerken ist, daß sie, um einen Vergleich zu ermöglichen, spiegelbildlich aufgezeichnet ist.)

c) Kinematographie.

23. Grundlagen. Die Kinematographie übertrifft, nach dem Wert der verbrauchten Chemikalien berechnet, bei weitem alle anderen Verwendungsgebiete der Photographie. Man schätzt die gegenwärtige Weltproduktion an Positiv- und Negativfilms auf ca. 500 Millionen laufende Meter im Jahr. Diese große Technik hat sich langsam aus dem Zusammenarbeiten verschiedener Zweige der Photographie entwickelt. Eine hohe Vollendung der photographischen Optik und des Kamerabaues war ebenso unerläßlich wie eine weitgehende Beherrschung der Herstellung lichtempfindlicher Bromsilbergelatineschichten auf Zelluloidunterlage. Diese beiden Zweige der Photographie mußten in Verbindung gebracht werden mit der Ausgestaltung der eine scheinbare Wiedergabe von Bewegungen liefernden Apparate, um der Kinematographie die Weltverbreitung zu geben, die sie heute besitzt. Das Lebensrad oder Stroboskop, das 1832 von PLATEAU in Gent und STAMPFER in Wien angegeben wurde, ist der einfachste kinematographische Apparat. Er besteht aus einer um ihre horizontal gelagerte Achse drehbaren Scheibe auf der in radialer Richtung eine Anzahl Spalte eingeschnitten sind; neben den Spalten sind räumlich aufeinanderfolgend zeitlich aufeinanderfolgende Phasen einer Bewegung aufgezeichnet. Setzt man die Scheibe vor einem Spiegel in Rotation und blickt durch die Spalte auf den Spiegel, so erscheint dem Auge im Spiegel nur eine einzige Spalte und der Gegenstand scheint sich zu bewegen. Es wird also der Eindruck der Bewegung durch die Sichtbarmachung einer Reihe von Einzelbildern hervorgerufen. Dabei müssen die einzelnen Vorführungen zeitlich so rasch aufeinanderfolgen, daß sie als ein einheitliches Ganzes auf das Bewußtsein wirken, und die einzelnen Bewegungsphasen müssen räumlich so nahe beieinander liegen, daß sie auf einen einzigen Gegenstand bezogen werden können. Dabei ist zweitens die Nachbildwirkung oder Verschmelzung von Wichtigkeit. Die Empfindung eines Lichtreizes im Auge erlischt nicht sofort mit dem Aufhören des Reizes, sondern sie klingt langsam ab. Trifft nun der nächste Lichtreiz das Auge, ehe der vorhergehende merklich abgeklungen ist, so wird im Bewußtsein eine Kontinuität der Bilder erzeugt, obgleich die Vorführung eine diskontinuierliche ist. Sind also die Bewegungsphasen der Bilder des Lebensrades sehr wenig voneinander verschieden, und erfolgt die Drehung so rasch, daß die durch den Spalt im Spiegel gesehenen Bilder psychologisch (Identifikation) und physiologisch (Nachbildwirkung) verschmelzen, so wird dem Beschauer eine Bewegung vorgetäuscht.

Nach den gleichen Gesetzen kommt der Eindruck der Bewegung bei der Kinematographie zu stande.

An das Stroboskop schlossen sich eine Reihe von weiteren Apparaten, wie die Wundertrommel, das Mutoskop, das Praxinoskop und andere an. Einen bedeutenden Schritt vorwärts taten MUYBRIDGE, der die Momentphotographie zur Herstellung der Reihenbilder benutzte und FRIESE GREEN, der das Zelluloidband als Aufnahmematerial einführte. UCHATIUS baute 1845 einen Projektionsapparat zur Vorführung von Reihenbildern, und EDISON benutzte 1891 in seinem

Kinetoskop die Maaße, die ungefähr den heutigen Normen des Kinofilms zugrunde liegen. Aber erst LOUIS LUMIÈRE war es, der 1895 einen sicher funktionierenden Vorführungsapparat fur eine größere Anzahl von Personen schuf, den er Kinematograph nannte, während in Deutschland sich vor allen Dingen MESSTER große Verdienste um die Einführung und Verbreitung der Kinematographie erwarb[1]).

24. Die gebräuchlichsten Kinefilmsorten und ihre Verarbeitung. Das Rohfilmband für die Zwecke der Kinematographie ist ein Zelluloidfilm von 35 mm Breite und (normalerweise) 120 m Länge. Die Bildgröße beträgt ca. 18 × 24 mm, das Perforationsloch 1,9—2,0 × 2,8 mm, der Abstand zweier Perforationslöcher (von Mitte zu Mitte) 4,75 mm. Da die auf Grund internationaler Vereinbarungen festgelegten Normen nur eine Toleranz von 0,1 mm bei der Filmbreite und von nur 0,01 mm bei der Perforation besitzen, werden an die Wasserfestigkeit des Zelluloids außerordentliche Anforderungen gestellt. Nur dadurch, daß die Schrumpfung des Zelluloids ein Minimum beträgt, wird der gleichmäßige und exakte Lauf der Films, der für einwandfreie Vorführungen unerläßlich ist, in den Kopiermaschinen und Vorführungsapparaten gewährleistet.

Da das Zelluloid ein sehr schlechter Elektrizitätsleiter ist, entstehen beim Bewegen des Films gegen Metallteile elektrische Entladungen, die sich auf der photographischen Schicht bei der Aufnahme und beim Kopieren als kurze schwarze Striche, die sog. Blitze abbilden, zu deren Verhinderung das Zelluloid besonders präpariert werden muß.

Ferner muß das Zelluloid eine große Zerreißfestigkeit besitzen, um den mechanischen Beanspruchungen durch die Aufnahme- und Vorführungsapparate gewachsen zu sein.

Die Kine-Negativemulsion zeichnet sich vor allen Dingen durch höchste Empfindlichkeit bei ausreichendem Belichtungsspielraum aus (vgl. Abb. 4, Kurve 2, Ziff. 14). Sie ist normalerweise nicht farbenempfindlich, in steigendem Maße werden jedoch orthochromatische und auch panchromatische Emulsionen verwendet, da mit ihnen eine ton- und helligkeitsrichtige Wiedergabe der farbigen Objekte erzielt werden kann (Ziff. 14).

Die Entwicklung der 120 m langen Negativfilmbänder geschieht auf Rahmen, auf die der Film von der Rolle aufgewickelt wird. Durch Eintauchen der Rahmen in Entwicklertröge wird der Film nach dem Prinzip der Standentwicklung entwickelt, wobei der Entwickler weitgehend vor Oxydation durch den Luftsauerstoff geschützt und das Auftreten von Luftschleier vermieden wird.

Nach dem Entwickeln, Fixieren und Trocknen wird bei den einzelnen Szenen des Negativs durch Vergleichen mit Negativen bekannter Kopierdauer die Lichtmenge bestimmt, die sie zum Kopieren brauchen. Dann wird der endgültige Film durch Aneinanderkleben der verschiedenen Szenen zusammengestellt und in seiner gesamten Länge kopiert. Die für jede einzelne Szene erforderliche Lichtmenge wird durch eine Marke zu Beginn der Szene am Filmrand bezeichnet, und durch diese Markierung wird jeweils die Lichtintensität selbsttätig reguliert. Man hat eine Abstufung von 10 bis 20 solcher Marken und dementsprechend ebensoviel Lichtintensitäten der Kopierlampen *vorgesehen*. Durch diese automatische Lichtregulierung läuft der Film ohne Unterbrechung durch die Kopiermaschine, und jede Szene wird mit der ihr zukommenden Lichtintensität kopiert. Derartige Kopierapparate heißen Vollautomaten und stellen die zur Zeit vollkommenste Kopiermethode dar.

Die Entwicklung des Positivfilms geschieht in der Regel nicht auf Rahmen, sondern maschinell in Entwicklungsmaschinen. Der Film läuft über Rollen

[1]) H. LEHMANN, Grundlagen d. Kinematographie. Leipzig: Teubner 1910.

durch die verschiedenen Bäder, wobei die Einwirkungsdauer der Bäder teils durch verschiedene Laufgeschwindigkeit der Rollen, teils durch verschieden tiefes Eintauchen des Films in die Bäder variiert werden kann. Anschließend wird der Film durch einen Trockenschrank geführt und aufgerollt.

Die Anforderung, die man an die Emulsion eines Positivfilms stellt, gipfelt darin, daß das Bild auf der Leinwand „brillant" sein soll. Wenn man berücksichtigt, daß die Vergrößerung bei der Kineprojektion 100- bis 150fach (linear) ist, so erwächst daraus zunächst die Forderung einer außerordentlichen Feinkörnigkeit und eines sehr guten Auflösungsvermögens für die Kinepositivemulsion. Da außerdem die Gradationskurve der Positivschicht im Vergleich zur Negativschicht relativ steil sein muß, kann die Schwellenempfindlichkeit der Positivschicht nicht über ca. 0,1 derjenigen des Kine-Negativfilms gebracht werden (vgl. Abb. 4, Kurve 4, Ziff. 14).

An Stelle des schwarz-weißen Bildes werden häufig farbige Bilder verwandt. Zu diesem Zweck kann entweder das Silberbild des Diapositivs in ein Farbbild übergeführt werden, wobei der Grund weiß bleibt (Virage) oder die Gelatine wird angefärbt, während das Silberbild schwarz bleibt (Färben), oder aber man verwendet gefärbtes Zelluloid. Selbstverständlich kann man die Methoden miteinander kombinieren.

25. Spezielle Probleme der Kinematographie. In einigen Ländern wird dem Gefahrenmoment, das in der Verwendung des leicht brennbaren Zelluloids zur Vorführung vor einer großen Menge Menschen liegt, erhöhte Wichtigkeit beigemessen und die Einführung eines unverbrennbaren Materials gefordert. Das Zelluloid ist in der Tat sehr leicht entflammbar, und beim Abbrennen größerer Mengen besteht große Explosionsgefahr, verbunden mit der Entwicklung giftiger Gase (NO, NO_2). Daher hat man die Verwendung weniger gefährlicher Stoffe vorgeschlagen, von denen der aus Azetylzellulose hergestellte Sicherheitsfilm die weiteste Verbreitung gefunden hat. Die Azetylzellulose wird aus Baumwollabfällen mit Essigsäureanhydrid, Eisessig und Katalysatoren hergestellt, und der Sicherheitsfilm nach dem Auflösen der Azetylzellulose (unter Verwendung von Weichmachungsmitteln) in Azeton und anderen Lösungsmitteln gewonnen. Aber der allgemeinen Verwendung des Sicherheitsfilms steht erstens sein höherer Preis entgegen, zweitens ist seine Quellbarkeit in Wasser merklich höher als die des Zelluloidfilms, und drittens beträgt seine Haltbarkeit nur etwa $^2/_3$ der des normalen Films. Die zunehmende Verbreitung der Kinematographie für Schul- und Lehrzwecke, wie auch für die Amateurkinematographie, dürfte indessen dem Azetylfilm eine ständig zunehmende Verbreitung sichern, zumal bei diesen Verwendungsgebieten der Film nicht mit denselben Vorsichtsmaßregeln behandelt werden kann wie bei der Theaterkinematographie.

Neben der berufsmäßigen Kinematographie nimmt die Liebhaberkinematographie ständig an Verbreitung zu. Man hat bald erkannt, daß die normale Kinefilmbreite von 35 mm für die Zwecke der Projektion in Wohnräumen zu groß ist, da man hier mit einer erheblich kleineren Bildgröße auskommt. Daher haben sich die sog. Schmalfilmformate 9 mm (PATHÉ) und 16 mm (Kodak) durchgesetzt. Bei Verwendung dieser kleinen Formate — das Bild hat auf dem 16 mm-Schmalfilm die Größe von $7{,}5 \times 10$ mm — wird das Bild bei der Projektion ebenfalls auf das 100fache linear vergrößert. Aber im Vergleich zur Theaterkinematographie wird das Bild unter einem viel größeren Gesichtswinkel gesehen, da man bei der Betrachtung näher an das Bild herantritt, und das Silberkorn erscheint dementsprechend größer. Anders ausgedrückt ist im Verhältnis zur Bildgröße das Silberkorn gewachsen. Dabei sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die „Körnigkeit" auf die Struktur des Negativbildes

zurückzuführen ist, indem die einzelnen Körner des Negativs auf das Positiv kopiert werden; die Korngröße der Positivemulsion verschwindet dagegen weitgehend. Da man dieser Schwierigkeit aus dem Wege gehen mußte, und da außerdem für Amateurkinezwecke meistens nur ein einziger Positivfilm gebraucht wird und nicht mehrere, wie beim normalen Film, so bedient man sich hier des Umkehrverfahrens. Auf einer feinkörnigen Emulsion von Negativempfindlichkeit wird das Bild entwickelt, aber nicht fixiert, sondern das im Entwickler gebildete Silber wird in einem Silberlösungsbad herausgelöst, während das unveränderte Bromsilber auf dem Film bleibt. Dann wird der Film diffus belichtet und in einem zweiten Entwickler das bei der ersten Entwicklung unangegriffen gebliebene Bromsilber geschwärzt, wodurch ein direktes Positiv entsteht. Bei dieser Arbeitsweise wird das durch die erste Belichtung entstandene grobe Korn herausgelöst und durch die nachträgliche Belichtung auf dem restlichen Bromsilber ein wesentlich feinkörnigeres Bild erzeugt. Weitere Positive können von diesem Positiv durch Kopieren auf Umkehrfilm erhalten werden (vgl. Abb. 5, Ziff. 14).

Über die Bemühungen, eine farbige Kinematographie zu schaffen, die fast so alt sind wie die Schwarz-Weiß-Photographie, siehe Ziff. 35 und 37.

Ein weiteres stets wieder auftauchendes Problem ist die Stereokinematographie. Bedenkt man, daß bei der normalen, ruhenden Stereophotographie zwei Bilder von zwei Objektiven, die um den Augenabstand von 57 bis 65 mm entfernt sind, aufgenommen und durch ein besonderes optisches System betrachtet werden, so erhellt daraus die Unmöglichkeit, einer großen Anzahl von Personen, die das vorgeführte Bild von den verschiedensten Punkten eines Raumes betrachten, ohne individuelle optische Hilfsmittel einen Film plastisch vorzuführen. Die einzige Möglichkeit scheint in dem sog. Anaglyphenverfahren zu bestehen. Dazu nimmt man zwei Stereobilder auf und färbt die beiden Positive komplementär, das eine rot, das andere grün an, und druckt sie übereinander unter geringer Verschiebung gegeneinander. Betrachtet man nun diese Bilder durch eine Brille, die ein rotes und eines grünes Glas hat, so daß das rote Glas nur das grüne Bild sichtbar macht und das rote zum Verschwinden bringt und umgekehrt, so sieht man das Bild plastisch, da jedes Auge nur das von seinem Standpunkt aufgenommene Bild sieht. Dieses Verfahren läßt sich für die plastische Kinematographie verwenden, wenn die Bilder mit zwei um den Augenabstand entfernten Objektiven aufgenommen werden und jeder Beschauer mit einer rot-grün gefärbten Brille ausgestattet ist.

Schließlich sei als viel bearbeitetes Problem der Kinematographie der „sprechende Film" genannt[1]), der sich die gleichzeitige Wiedergabe von Bewegung und Ton zur Aufgabe macht. Auf zwei synchron laufenden Films oder auf einem verbreiterten Filmband wird einerseits das normale Bild aufgenommen, andererseits werden die Schallwellen mit Hilfe einer optischen Methode photographisch registriert, da die mechanische Aufzeichnung von Schallwellen auf Zelluloid nach dem Prinzip des Grammophons bisher zu keinem befriedigenden Resultat geführt hat. Die Wiedergabe geschieht durch synchrones Ablaufen der beiden Films, wobei die optisch aufgezeichneten Schallwellen auf lichtelektrischem Wege und nach dem Mikrophonprinzip hörbar gemacht werden.

Eine derartige Methode von VOGT, ENGL und MASSOLLE, das Tri-Ergonverfahren, arbeitet mit einem 41,5 mm breiten Film, der die normale Perforation trägt und auf dem seitlich neben der einen Perforation die Schallwellen als eine Reihe von verschieden stark geschwärzten gleich langen Linien in ver-

---

[1]) D. v. MIHALY, Der sprechende Film. Berlin: M. Krayn 1928.

schiedenen Abständen aufgezeichnet sind. Die Schallwellen werden im „Kathodophon" in elektrische Stromstöße umgesetzt, diese auf das 10^6fache verstärkt und in einer besonderen Glimmlichtlampe in Lichtstrahlen verwandelt. Bei der Wiedergabe werden die durch die verschieden geschwärzten Linien hindurchgehenden Lichtstrahlen in der Photozelle in Stromstöße umgewandelt, die in einem elektrostatischen Telephon mittels eines dünnen Glimmerblättchens die Schallwellen erzeugen[1]).

Das andere Verfahren, das bis zu einer gewissen Vollendung ausgearbeitet ist, stammt von PETERSEN und POULSEN. Diese Erfinder benutzen zwei getrennte synchron laufende Films normaler Breite; auf dem einen wird das normale Lichtbild aufgenommen, auf dem anderen das Tonbild. Die vom Mikrophon ausgehenden Ströme drehen ein subtil aufgehangtes Spiegelchen, das den Lichtstrahl einer Lampe auf den Film wirft. Dadurch werden stets gleich geschwärzte Streifen erzeugt, während beim Tri-Ergon-Verfahren gleich lange, aber verschieden stark geschwärzte Streifen entstehen. Die Wiedergabe geschieht mit Hilfe einer Selenzelle. Ein starker primärer Stromstoß z. B. erzeugt auf dem Negativ einen langen dunkeln Strich, der auf dem Positiv als langer heller Strich erscheint. Durch diesen wird die Selenzelle in der ganzen Breite belichtet, dadurch wird der Widerstand stark verringert und dementsprechend ein starker Stromstoß erzeugt.

d) Reproduktionstechnik.

26. Allgemeines[2]). Eines der größten Anwendungsgebiete der Photographie ist das Gebiet der photomechanischen Druckverfahren, die Nachbildungen einer Vorlage in fast beliebig hoher Druckauflage auf photographischem Wege herzustellen gestatten. Soll z. B. von einem Original eine Buchillustration angefertigt werden, so muß zunächst ein für das anzuwendende Verfahren passendes Drucknegativ angefertigt werden, von dem auf photographischem Wege die Druckform hergestellt wird. Von dieser wird dann in der Handpresse oder in der Maschine direkt gedruckt.

Für die Herstellung der Drucknegative ist in der Reproduktionstechnik die wichtige Unterscheidung zwischen Strichzeichnung und Halbtonvorlage zu machen. Erstere besteht, wie eine Druckschrift, nur aus reinem Weiß neben tiefstem Schwarz, also nur aus einem einzigen Tonwert, während die sog. Halbtonvorlagen alle Tonwerte in kontinuierlicher Abstufung enthalten.

Entsprechend der üblichen Unterscheidung in Hochdruck, Flachdruck und Tiefdruck geben wir zunächst eine schematische Übersicht der wichtigsten zur Zeit angewandten Verfahren:

Verfahren	Drucknegativherstellung	Druckformherstellung
Hochdruck, Flachdruck	Nasses Jodsilberkollodium, Bromsilberkollodium, Bromsilbergelatine	Bichromat-Albuminverfahren
Tiefdruck	Bromsilbergelatine für Diapositiv und Negativ	Chromatpapier

Die Unterschiede der drei Reproduktionsverfahren: Hochdruck, Flachdruck und Tiefdruck zeigt nachfolgende schematische Abb. 7 (nach GOLDBERG).

[1]) Vgl. Jo. ENGL, Der tönende Film. Braunschweig: Sammlung Vieweg 1927.
[2]) E. GOLDBERG, Grundlagen der Reproduktionstechnik. Halle: Knapp 1924; RUSS und ENGLISH, Handbuch für moderne Reproduktionstechnik, 2. Aufl. Frankfurt a. M.: Klimsch 1923.

Beim Hochdruck liegen die druckenden Flächen erhaben, beim Flachdruc liegen die druckenden und nicht druckenden Flächen in einer Ebene, bei Tiefdruck liegen die druckenden Flächen vertieft.

Im Hochdruck werden die erhabenen, druckenden Stellen mit Druckfarb eingewalzt, und der Druck kann ohne Zwischenoperation beginnen. Dadurch is der Hochdruck das einfachste und billigst Verfahren. Die Qualität der erzielte Drucke genügt aber gesteigerten Anfor derungen nicht, da bei starkem Druc die Farbe von der druckenden Hoch fläche in die tieferliegenden Stellen hinein gepreßt und dadurch eine unerwünscht Verbreiterung und Unschärfe der Linie und Punkte erzielt wird. Da man be rauhem Papier einen sehr starken Druc der Presse anwenden müßte und dem entsprechend eine starke Verbreiterung der Linien eintreten würde, so ist ma gezwungen, für einwandfreie Hochdruck reproduktionen unbedingt glattes Papie zu verwenden.

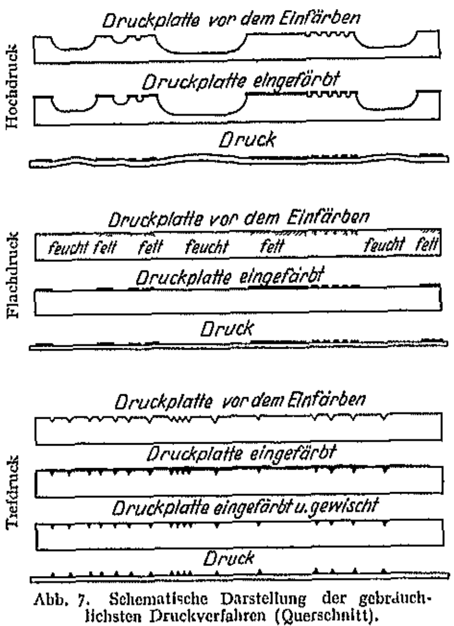


Abb. 7. Schematische Darstellung der gebräuchlichsten Druckverfahren (Querschnitt).

Beim Flachdruck sind die drucken den Teile trocken und nehmen fette Druck farbe an, während die nichtdruckende Stellen feucht sind und die Druckfarb abstoßen. Der Flachdruck ist nicht wesent lich schwieriger als der Hochdruck un hat außerdem den Vorteil, daß durch star ken Pressendruck die Linien nicht in demselben Maße verbreitert werden wi beim Hochdruck.

Diese beiden Verfahren, Hochdruck und Flachdruck, können offenbar nu mit einer einzigen Farbintensität drucken, können also nur tiefes Schwarz er zeugen, d. h. nur Strichzeichnungen wiedergeben. Im Gegensatz dazu könne beim Tiefdruckverfahren Halbtöne wiedergegeben werden, da den ver schiedenen Vertiefungen eine verschiedene Farbmenge und damit eine ver schiedene Tonwiedergabe entspricht. Dementsprechend dürfen die Vorlagen fü Hoch- und Flachdruck keine Zwischentöne enthalten, während der Tiefdruc die Wiedergabe von Halbtonvorlagen gestattet. Im Gegensatz zum Hochdruc ist der Tiefdruck auch für rauhe Papiere geeignet, da die druckenden Fläche vertieft liegen und die Farben niemals die Ränder verwischen können. Frei lich erfordert die Tiefdrucktechnik nach dem Einfärben ein Abschaben de überflüssigen Farbe, das lange Zeit nur von Hand ausgeführt werden konnt und die maschinelle Ausgestaltung dieses Verfahrens bis Ende des vorigen Jahr hunderts verhindert hat.

Um nun auch beim Hoch- und Flachdruck nicht nur reine Strichzeichnungen sondern auch Halbtonvorlagen wiedergeben zu können, muß man zu einem Hilfsmittel greifen. Dieses besteht darin, daß man die Halbtöne je nach ihre Intensität in verschieden große Punkte zerlegt, die man im Hoch- und Flach druck drucken kann, die jedoch so klein sein müssen, daß sie auf der fertigen Reproduktion dem unbewaffneten Auge noch nicht sichtbar sind. Dadurc kann trotz der Eigenart dieser beiden Druckverfahren, nur einen Tonwert zu drucken, die ganze Tonskala wiedergegeben werden. Man zerlegt, wie der

Fachausdruck lautet, die echten Halbtöne in unechte. Zu diesem Zweck schaltet man bei der Herstellung der Druckvorlage in den Strahlengang dicht vor die zu belichtende Platte ein Netzwerk von schwarzen und weißen Linien, von denen beispielsweise 60 auf 1 cm kommen. Durch dieses „60-Linienraster" wird jede Fläche gleicher Schwärzung in ein System von hellen und dunklen Punkten aufgelöst, von denen die hellen jeweils rein weiß sein und der dunkle die höchste Schwärzung aufweisen müssen. Dabei werden die tiefen Schatten der Vorlage durch kleine scharfe schwarze Punkte auf dem Negativ wiedergegeben, die Mitteltöne werden aus bedeutend größeren Punkten gebildet, während in den hohen Lichtern die Punkte so groß geworden sind, daß sie untereinander zusammenhängen. Trotzdem müssen in allen Stellen die Punkte stets tiefschwarz, die Zwischenräume absolut weiß und schleierfrei sein. Dementsprechend werden von dem Negativmaterial, um glasklare Schatten und tiefste Schwärzen wiedergeben zu können, höchste Klarheit, steilste Gradation und sehr hohes Auflösungsvermögen verlangt (Ziff. 14).

27. Herstellung der Druck-Negative. Diesen an das Negativmaterial gestellten Anforderungen wird die normale Bromsilbergelatinetrockenplatte nicht ohne weiteres gerecht. Das Bild liegt zu tief in der Gelatine, so daß die Linien und Punkte nicht scharf werden; zudem ist es schwer, bei genügender Deckung der Tiefen eine vollkommene Schleierfreiheit der Weißen zu erzielen. Man hat daher in der Reproduktionstechnik für diese Zwecke das sog. nasse Kollodiumverfahren lange verwendet, und der Streit, ob dieses Verfahren durch modernere ersetzt werden kann, ist noch nicht entschieden.

Bei den sog. nassen Kollodiumverfahren gießt sich der Photograph die Platten selbst. Hierin liegt ein großer Vorteil, den sowohl diese Methode als auch die Bromsilberkollodiumemulsion aufweist. Denn man hat es hier nicht mit einer Reihe stets wiederkehrender Formate zu tun, sondern das Format richtet sich nach dem Objekt, und es wird gerade so viel Emulsion auf die Spiegelglasplatten gegossen, wie die Vorlage es erfordert. Die verwendeten Spiegelglasscheiben haben eine Dicke von 1,5 bis 2,0 mm, da dünneres Glas infolge seiner Durchbiegung den starken Druck in den Kopierrahmen nicht aushalten würde.

Die alkoholisch-ätherische Lösung von Kollodium wird mit einer alkoholischen Lösung von Jodiden versetzt. Das so „jodierte" Kollodium wird auf die mit allergrößter Sorgfalt gereinigte Spiegelglasplatte aufgegossen und diese, bevor der Äther-Alkohol vollständig verdampft ist, in eine Silbernitratlösung enthaltende Schale gelegt und einige Minuten darin gelassen. Dann wird die noch nasse Platte rückseitig abgewischt und exponiert. Unmittelbar danach wird mit Ferrosulfat-Eisessig entwickelt, wobei das Eisensulfat mit der noch in der Schicht verbliebenen Silbernitratlösung reagiert. Fixiert wird mit Zyankalium. Das Bild läßt sich nun sehr leicht mit Farmerschem Abschwächer bzw. jodhaltiger Zyankaliumlösung abschwächen und mit einem Silberverstärker verstärken. Das Bild liegt vollkommen auf der Oberfläche der Schicht, daher haben die Linien und Punkte die unübertroffene Schärfe und die Weißen die absolute Schleierfreiheit. Die Empfindlichkeit des nassen Kollodiumverfahrens ist sehr gering, sie beträgt nur den 50. Teil der einer unempfindlichen Bromsilberplatte. Ein weiterer großer Nachteil des Verfahrens ist es, daß es nicht möglich ist, die Emulsion in der Praxis zu sensibilisieren.

Diese beiden Nachteile des „nassen Verfahrens" haben der Bromsilberkollodiumemulsion die Wege geebnet. Von einer Reihe von Fabriken werden Bromsilberkollodium-Emulsionen in flüssiger, haltbarer Form in den Handel gebracht, die für alle Strahlen leicht sensibilisierbar sind. Mit dieser Emulsion werden

Spiegelscheiben begossen, feucht belichtet und rasch entwickelt. Obgleich al
hier auch mit feuchten Platten gearbeitet wird, ist der Name „nasses Verfahren
doch nur für das zuerst beschriebene Verfahren beibehalten worden. En
wickelt wird mit sodahaltiger Hydrochinonlösung, fixiert mit Natriumthiosulfa
und das Verstärken und Abschwachen in gleicher Weise wie beim nassen Ve
fahren vorgenommen. Die Schärfe der so erzielten Punkte und Striche erreicl
nicht die Vollkommenheit des nassen Verfahrens, ist aber für die meiste
Zwecke ausreichend.

Neuerdings wird versucht, für Strich- und Rasterverfahren die Kollodium
platten durch Bromsilbergelatine-Trockenplatten und -Films zu ersetzen, die fu
diese Zwecke eine sehr silberreiche Emulsion von ganz steiler Gradation i
äußerst dünner Schicht besitzen. Die Vorteile der Platten und Films liegen i
ihrer bequemeren Verarbeitung und größeren Gleichmäßigkeit der Emulsio
und des Gusses; viele Anstalten, namentlich die des Auslandes, sind zu aus
schließlicher Verwendung von Trockenplatten oder Films für Strich- und Raster
aufnahmen übergegangen (vgl. Abb. 4, Kurve 5).

Beim Tiefdruckverfahren drucken die geätzten Partien der Metallplatte
während beim Hochdruck die nicht geätzten Stellen drucken; da nun die geätzte
Teile der Metallplatte immer den unbelichteten Teilen des Drucknegativs ent
sprechen, müssen also für den Tiefdruck alle Tonwerte umgekehrt werden, d. h
es muß von dem Negativ erst ein Diapositiv hergestellt werden, nach dem die
Druckform angefertigt wird. Da der Tiefdruck alle Halbtöne wiedergibt, braucht
man zur Herstellung der Druckvorlage nicht auf die Kollodiumverfahren zurückzugreifen, sondern kann sich der empfindlicheren Bromsilbergelatineplatten
bzw. -films bedienen. Gefordert muß hierbei vor allen Dingen ein sehr langer
gerader Teil der Gradationskurve werden, da bei der Übertragung keine Halbtöne
verloren gehen dürfen. Man benutzt daher für die Negativ- wie die Diapositivherstellung die speziell für diese Zwecke in den Handel gebrachten Platten und Films.

28. Herstellung der Druckform. Wir kommen jetzt zur Herstellung der
Druckformen. Für den Hochdruck wird von dem Strich- oder Rasternegativ
das Bild auf eine Metallplatte übertragen, auf der durch Ätzen das druckfähige
Hochdruckrelief entsteht. Dieser Teil des Hochdrucks führt den Namen Chemigraphie. Das Empfindlichmachen des Metalls geschieht heute entweder durch
das Eiweißverfahren, das Emailverfahren oder das Kaltemailverfahren. Das
Eiweißverfahren beruht darauf, daß Albumin, das mit Ammoniumbichromatlösung versetzt ist, durch Belichtung unlöslich wird. Das unbelichtete Albumin
wird weggelöst und dadurch das Metall für die Ätzung freigelegt. Da aber die
Schicht nicht genügend Widerstandsfähigkeit gegen das Ätzmittel besitzt, wird
die Platte nach dem Entwickeln mit staubfeinem Asphalt eingestäubt, der auf
dem Albumin festklebt und es gegen das Ätzmittel unangreifbar macht.

Das Emailverfahren nutzt die Lichtempfindlichkeit von chromiertem Leim
aus. Entsprechend dem Bichromatgelatineverfahren wird Leim, der mit Kaliumbichromatlösung behandelt ist, lichtempfindlich. Die Kupferplatte wird mit
der Leim-Chromatlösung begossen, getrocknet und unter dem Raster- oder
Strichnegativ belichtet, wobei die Lichter des Originals auf dem Kupfer löslich
bleiben, die Schatten dagegen unlöslich werden. Durch das Entwickeln werden
die ersteren Stellen weggelöst, die restliche Chromatleimschicht wird angefärbt
und auf der Kupferplatte zu einem der Säure widerstehenden Email eingebrannt.

Da dieses Einbrennen auf Zinkplatten große Schwierigkeiten bereitet, weil
das Metall weich wird und sich verzieht, andererseits das Zink in der Drucktechnik unentbehrlich ist, hat man verschiedene Kaltemailverfahren erfunden,
die aber noch keine allzuweite Verbreitung erfahren haben.

Die Ätzung geschieht bei Kupferplatten mit Eisenchloridlösung, bei Zinkplatten mit verdünnter Salpetersäure. Dabei wird in mehreren Stufen geätzt, weil neben dem Angriff des Ätzmittels in die Tiefe auch ein solcher nach der Seite stattfindet. Daher müssen nach jeder Teilätzung die Seitenwände der hochstehenden Teile vor dem weiteren Angriff des Ätzmittels durch Farbe oder Lack geschützt werden. Die Ätztiefe beträgt bei einer normalen Autotypie mit einem 60-Linienraster 0,04 mm. Nach fertiggestellter Ätzung wird die Platte auf einem Holzblock befestigt und ist nun zum Drucke fertig.

Beim Flachdruck kommen ähnliche Kopierlösungen zur Verwendung wie beim Hochdruck. Als Träger verwendet man entweder den sog. Lithographenstein aus Solnhofen oder dünne Zinkplatten. Der Stein bzw. die Platte wird mit fetter Druckfarbe eingewalzt, die nur auf den druckenden Stellen haften bleibt, während die nicht druckenden Stellen feucht gehalten werden. Um eine leichtere Anfeuchtung des Zinks zu erzielen, wird dieses aufgerauht.

Weil man von einer Flachdruckform, besonders auf rauhes Papier, sehr schlecht drucken kann, hat man zu dem Hilfsmittel gegriffen, daß man von der Flachdruckform, die neuerdings meist die Form eines Zylinders hat, auf ein Gummituch druckt, so daß dieses die Druckfarbe auf das Papier überträgt. Dadurch wird das Bedrucken fast jeder Papiersorte möglich, und außerdem kann die Druckgeschwindigkeit erheblich gesteigert werden. Dies ist das Prinzip des aus Amerika stammenden Offsetdrucks.

Beim Tiefdruck bedient man sich, wie in der Übersicht Ziff. 26 erwähnt, zur Herstellung des Drucknegativs in der Regel des Chromatpapiers, das man durch einen Pigmentfarbstoff anfärbt, um die Halbtöne auf dem Metall besser sichtbar zu machen. Bei der Heliogravüre wird die Kupferplatte mit Asphalt eingestäubt, um durch Erhitzen eine körnige Oberfläche zu erzielen. Auf diese gekörnte Platte wird nun die Pigmentkopie aufgequetscht und mit warmem Wasser entwickelt. Da an den belichteten Stellen die Schicht gehartet ist und auf dem Kupfer haften bleibt, liegt in den Schatten die asphaltierte Kupferplatte frei, während sie in den Lichtern von einer dichten gegerbten Gelatineschicht bedeckt ist. Dazwischen gibt es alle Abstufungen. Wird nun mit Eisenchlorid geätzt, so dringt in den Schatten das Ätzmittel ungehindert an das Kupfer, während an den übrigen Stellen proportional der Dicke der Gelatineschicht immer weniger Ätzmittel an das Kupfer gelangt. So werden alle Zwischentöne in verschiedene Ätztiefen übertragen. Wird nun die Pigmentgelatine abgewaschen und die Platte eingefarbt, so werden alle Halbtöne im Druck, im Gegensatz zum Hoch- und Flachdruck, als echte Halbtöne wiedergegeben. Durch Anwendung eines regelmäßigen Rasters an Stelle des unregelmäßigen Asphaltkorns, durch Verwendung von Zylindern an Stelle von Kupferplatten und durch Einführung einer Metallschiene, Rakel genannt, zum Abstreichen der überflüssigen Farbe, wurde zu Anfang dieses Jahrhunderts aus der langsam arbeitenden Heliogravüre der moderne Schnellpressentiefdruck.

Ein besonderes Reproduktionsverfahren ist der Lichtdruck, der alle Halbtöne in vollendeter Weise wiedergibt aber nur verhältnismäßig geringe und nicht ganz gleichmäßige Auflagen gestattet. Eine mit Bichromat sensibilisierte Gelatineschicht wird auf eine Spiegelglasplatte unter Zwischenschaltung einer Vorpräparation aufgetragen. Nach (warmem) Trocknen wird auf diese Schicht kopiert und das Bichromat ausgewassert; das übrigbleibende Quellrelief enthält dann das für den Lichtdruck charakteristische „Runzelkorn". Die unter den dichten Partien des Negativs gelegenen Stellen quellen stark auf, die unter den klaren Negativteilen gelegenen bleiben unverändert. Die stark gequollenen Stellen stoßen die fette Druckfarbe ab, die trockenen nehmen viel Farbe auf, und die

Mitteltöne nehmen die Farbe entsprechend ihrem Quellgrad auf. Auf die Weise werden alle Halbtöne in exakter Abstufung wiedergegeben. Beim Druck muß das Relief stets feucht gehalten werden, daher ist eine absolute Gleich mäßigkeit wegen des jeweiligen Eintrocknens der Schicht schwer zu erzielen.

Der neueste Fortschritt auf diesem Gebiete ist der Filmlichtdruck (I. G. Farbenindustrie A.-G., der an Stelle der Spiegelglasplatten mit eine Kolloid bedeckte Zelluloidfolien verwendet, die durch Baden in Bichroma lösung lichtempfindlich gemacht werden. Dadurch wird der Lichtdruck wesen lich verbilligt und eine größere Anzahl von Auflagen ermöglicht, zudem wi die Möglichkeit geschaffen, durch Montieren der Folien auf Holzblöcke gleic zeitig mit Buchdrucklettern zu drucken.

Die Mehrfarbendrucke werden bei allen Verfahren nach denselben Methode hergestellt, nur werden subtraktiv drei oder mehr Farben unter genauest Beachtung absoluter Übereinstimmung der Konturen übereinandergedruck (Ziff. 37).

e) Röntgenphotographie.

29. Allgemeine Erfordernisse. Ein weiterer wichtiger Anwendungszweig de photographischen Prozesses hat sich in der Herstellung medizinisch-diagnostische Aufnahmen mit Hilfe von Röntgenstrahlen herausgebildet. Bei diesem Verfahre entwerfen die Röntgenstrahlen von dem zu untersuchenden Objekt auf der da hintergestellten, lichtdicht verschlossenen photographischen Schicht eine A Schattenbild; in ihm unterscheiden sich die für die Strahlung am meisten durch lässigen Stellen (Weichteile) des Objektes wenig von solchen Schichtstellen, di direkt, d. h. ohne dazwischenstehendes Objekt, von der Röntgenstrahlung ge troffen werden, während die stärker absorbierenden Teile (Knochen) in erheb licherem Maße von den direkt belichteten Stellen abweichen[1]).

Da die Röntgenaufnahme dazu dienen soll, einen pathologischen Befund festzustellen (Tuberkelherde in der Lunge, Steinbildungen in Niere oder Blase Verlagerung, Bruch oder substantielle Veränderung in den Knochen, Fremd körper, Verkalkung von Gefäßen, Lage des Embryos bei Schwangerschaften u. dgl.), kommt es darauf an, daß das Bild folgende Forderungen erfüllt: Das Bild muß 1. die abzubildenden Körperstellen in möglichst scharfer Zeichnung ihrer Umrisse wiedergeben, es muß 2. die Objekte möglichst kontrastreich ab bilden, und es muß 3. möglichst kurzfristig entstehen, damit es nicht durch willkürliche oder unwillkürliche Bewegungen des Körpers (Atmung, Herzbe wegung, Peristaltik des Magen- und Darmkanals) an Schärfe einbüßt. Die Er füllung dieser Bedingungen ist von den Eigenschaften der Röntgenröhre (Brenn fleck der Antikathode), von der Qualität der Strahlung, von dem Absorptions vermögen der einzelnen Objektteile, von den Eigenschaften der photographischen Schicht und schließlich von dem Verhalten der Verstärkungsfolie abhängig, die in vielen Fällen bei Röntgenaufnahmen verwendet wird.

30. Konturschärfe, Kontrast und Streustrahlung. Um eine möglichst scharfe Zeichnung der Objektteile zu erzielen, ist erforderlich, daß der Brennfleck möglichst punktförmig ist; dies kann durch eine geeignete Formgebung des elektrischen Feldes erreicht werden, in dem sich die Elektronen in der Röntgenröhre bewegen. Allerdings ist der Ausdehnung des Brennflecks eine Grenze durch die Stromwärme gesetzt, die das Antikathodenmetall nicht zum Schmelzen bringen darf. Die Annäherung an das Optimum ist von der einschlägigen Technik

[1]) Im Prinzip sind die wesentlichsten Merkmale des Verfahrens bereits in der ersten Abhandlung von W. C. RÖNTGEN erwähnt. Sitz.-Ber. phys.-med. Ges Würzburg Dezember 1895.

auf verschiedenen Wegen erreicht worden[1]. — Ferner ist für die konturscharfe Zeichnung günstig, wenn einerseits der Abstand zwischen Objekt und Platte möglichst klein, andererseits die Entfernung von Antikathode und Platte möglichst groß gewählt wird (Fernaufnahmen). Schließlich ist zur Erzielung konturscharfer Aufnahmen wesentlich, daß die Verstärkungsfolie (wenn eine solche angewendet wird) möglichst dichten Kontakt mit der photographischen Schicht hat, was durch Benutzung besonderer Kassetten erreicht wird.

Der Kontrastreichtum des Bildes ist von den Absorptionsverhältnissen der Strahlung im Objekt und — in zweiter Linie — von denen in der photographischen Schicht abhängig. Bezeichnet J_0 die Intensität der von der Röhre ausgesandten Strahlung von der Wellenlänge λ und bezeichnet J die Intensität der Strahlung hinter einer homogenen Schicht des Objektes mit der Ordnungszahl Z und der Dichte ϱ in d cm Dichte, so gilt

$$J = J_0 e^{-(\mu+\sigma)d}; \qquad \mu = 2\varrho \cdot 10^{-2} \cdot Z^{2,6} \cdot \lambda^{2,8},$$

wobei μ den Absorptionskoeffizienten, σ den Streuungskoeffizienten der Substanz bedeutet[2]. Man erkennt, daß die Schwächung der Röntgenstrahlung einmal in einer Absorption und zum anderen in einer Streuung der Energie besteht; beide wachsen mit zunehmender Schichtdicke. Für den Kontrast des Bildes ist der Absorptionsunterschied der einzelnen bestrahlten Schichten maßgebend, während die gestreute Strahlung den Bildkontrast herabsetzt, weil sie sich dem ganzen Bilde gleichmäßig überlagert. Die Absorption (ausgedrückt durch μ) und damit auch der Kontrast hängt ganz beträchtlich von Z und λ ab: Erhöhte Ordnungszahl oder Wellenlänge steigern die Absorption wesentlich; hinter zwei Schichten gleicher Dicke und verschiedener Ordnungszahl (z. B. hinter Knochen und Weichteilen) ist demgemäß der Kontrast um so größer, je weicher die benutzte Strahlung ist. Der praktischen Verwendung möglichst weicher Strahlung, die hieraus folgt, ist indessen eine natürliche Grenze gesetzt, weil die an sich sehr starke Absorption der weichen Strahlung nur minimale Beträge derselben hinter das Objekt gelangen läßt, wodurch einmal die Expositionszeit der Aufnahme unzulässig verlängert und zum anderen auch der Patient durch eine zu hohe Strahlendosis geschädigt wird. Auf empirischem Wege hat sich die Wellenlänge von 0,3 bis 0,5 Å als günstigste Strahlenhärte herausgestellt. In diesem Wellenlängengebiet weisen die Körperteile im allgemeinen einen ausreichenden Kontrast auf. Ist dies nicht der Fall, so wendet man den Kunstgriff an, den betreffenden Organen kontrasterhöhende Stoffe einzuverleiben: Bariumsulfatbrei bei Aufnahmen des Verdauungskanals, Bromkaliumlösung bei Blasen-, Harnleiter- und Nierenaufnahmen, jodhaltige organische Substanzen bei Nierensteinaufnahmen (die Steine sind in diesem Falle durchlässiger als das umgebende Gewebe, das die Jodverbindung resorbiert hat). Auch das Einpressen von Gasen in den Thorax, das Peritoneum und den Darm ist in ähnlicher Weise zur Erhöhung des Bildkontrastes erfolgreich angewandt worden. Nur in besonderen Fällen, nämlich bei dünnen Objekten (z. B. bei Zahnaufnahmen), werden langwelligere Strahlen zur Steigerung des Bildkontrastes verwendet.

Aus den genannten Tatsachen geht hervor, daß man zu möglichst kurzfristigen Aufnahmen — dem dritten Erfordernis der Röntgenphotographie — gelangen würde, wenn man sich einer Strahlung mit möglichst geringer Wellen-

[1] Wegen der Hochspannungsapparaturen und Röntgenröhren vgl. ds. Handb. Bd. 19, S. 308.

[2] Landolt-Börnstein-Scheel-Roth, Physikalisch-Chemische Tabellen, 5. Aufl. Bd. II, S. 861. Näheres über die Theorie des Vorganges der Schwächung von Röntgenstrahlung beim Durchgang durch Materie, die an dieser Stelle bewußt übergangen wurde, vgl. ds. Handb. Bd. 21, Kap. 16.

lange bediente, da diese vom Objekt nur wenig absorbiert wird. Diesem streben, eine „Hartstrahltechnik" anzuwenden, begegnet man daher, besond in neuerer Zeit, immer öfter[1]). Die Schwierigkeiten, die sich dem entgeg setzen, bestehen einmal in dem mangelnden Bildkontrast, den derartig erzeu Aufnahmen allein wegen der verringerten Absorptionsunterschiede aufweis zum anderen aber in dem prozentual mit wachsender Strahlenhärte imm stärker hervortretenden Einfluß der Streustrahlung, die den Bildkontr ebenfalls beträchtlich vermindert. Da auch bei normaler Strahlenhärte (0,5 besonders beim Aufnehmen sehr dichter Körperpartien, wie Becken und Schad die Sekundarstrahlung sehr störend wird, fehlt es nicht an Maßnahmen, dies Effekt zu beseitigen. Anfangs begnügte man sich damit, durch mechanisch Verdrängen dicker Körperteile mit Hilfe von Gurten, Einblasen von Luft in Weichteile, Tubusblenden die Streustrahlenquelle zu vermindern[2]). Die wir samste Abwehr der störenden Strahlung besteht jedoch in der Einschaltu radial gestellter, bewegter, metallischer Spiralen oder Lamellen zwischen Obje und photographischer Schicht. Diese Blenden lassen also den direkt von d Antikathode kommenden Strahl ungehindert passieren, absorbieren dageg die vom Objekt ausgehenden Streustrahlen [BUCKY, POTTER, ÅKKERLUND[3]

31. Photographische Schichten und Verstärkungsfolien. Nicht zuletzt mu wie schon erwähnt, die photographische Schicht auf die Erfordernis der Röntgenphotographie abgestimmt sein. Prinzipiell ist zwar, wie sch RÖNTGEN zeigte, nahezu jede photographische Trockenplatte imstande, die Ei drucke absorbierter Röntgenstrahlen festzuhalten. Es hat sich jedoch herau gestellt, daß es besonders geeignete Emulsionen für dieses Verfahren gibt, nämlic solche, die bei hoher Schwellenempfindlichkeit möglichst steile Gradation b sitzen (auf die Notwendigkeit einer speziellen Sensitometrie der photographische Schichten mit Röntgenstrahlen sei hier nur verwiesen). Da die photographisch Schicht bei der praktisch angewendeten Strahlenhärte nur 1 bis 2% der au treffenden Energie absorbiert, ist man, wie ebenfalls schon Röntgen erkannt imstande, mehrere hintereinanderliegende Schichten auf einmal zu belichten Dieser Umstand wurde zwar bereits früher in der Praxis hin und wieder nutzba gemacht, kam aber erst zu allgemein praktischer Verwendung, als man sich de Nitro- und Azetylzellulosefilms als Unterlage für die photographische Schicht z bedienen lernte und dazu überging, doppelseitig begossene Filme herzustellen[4]) Dieses Material wird jetzt fast ausschließlich in der Röntgenphotographie ver wendet, denn es kürzt die Belichtungszeit gegenüber einer Schicht auf die Hälft ab und erhöht den Bildkontrast infolge der beiden gleichzeitig (und parallaxen frei) exponierten Schichten auf das Doppelte. Es erübrigt sich, ausführlic auseinanderzusetzen, daß der Doppelfilm durch die Anwendbarkeit der Hart strahltechnik im Verein mit den Sekundärstrahlblenden die Röntgenphoto graphie erheblich gefördert hat[5]). Es sei z. B. erwähnt, daß die Produktion des

[1]) B. LUBOSHEZ, L'action des rayons durs et des rayons mous en radiographie. Journ. de radiol. (belge) Bd. 13, S. 138. 1924; E. WEBER, Über Aufnahmen mit harten Strahlen Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 33, S. 585. 1924; H. CHANTRAINE, Hartstrahl- oder Weichstrahlverfahren bei Lungenaufnahmen. Ebenda Bd. 34, S. 723. 1925.

[2]) J. ROSENTHAL, Prakt. Röntgenphysik u. Röntgentechnik. Leipzig 1925; J. C. LEHMANN, Die Technik der Röntgenaufnahmen. Bonn 1925.

[3]) G. BUCKY, D.R.P. 376963 v. 8. 6. 23 sowie Die Wirkung der Röntgenstrahlenblenden. Röntgenhilfe 1921, Nr. 17; A. ÅKKERLUND, Die spiralförmige Sekundärblende. Acta Radiologica Bd. 2, S. 77. 1923; R. MANNL, Eine neue Vorderblende für die Röntgendiagnostik. ZS. f. Röntgenol. 1924, H. 2.

[4]) J. EGGERT, Einführung in die Röntgenphotographie, 3. Aufl. Berlin 1928.

[5]) H. FRANKE, Der Doppelfilm und seine Technik. Hamburg 1926.

Röntgenfilms nächst der des Kinefilms die größte an hochempfindlichen photographischen Materialien sein dürfte.

Allerdings ist die praktische Anwendung der Röntgenstrahlen für photographisch-diagnostische Zwecke häufig, wenn nicht in der Mehrzahl der Fälle, an den Gebrauch eines wichtigen Hilfsmittels, der Verstärkungsfolie, gebunden, von der wir noch zum Schluß sprechen wollen. Wie schon RÖNTGEN fand, wird an gewissen Substanzen, wie Bariumplatinzyanür, Kalziumwolframat, Zinksilikat und anderen, bei Belichtung mit Röntgenstrahlen Fluoreszenz ausgelöst, die man sowohl zur direkten Beobachtung der Röntgenstrahlen als auch zur Erhöhung ihrer photographischen Wirkung heranziehen kann. Am geeignetsten hat sich das Kalziumwolframat erwiesen, da die Emissionsbande seiner Fluoreszenzstrahlung mit dem Absorptionsgebiet der (unsensibilisierten) photographischen Schicht praktisch übereinstimmt. Legt man daher eine Folie, die aus jener Substanz (mit wenig Bindemittel) hergestellt ist, dicht auf die photographische Schicht, so wird die von der Röhre kommende Strahlung von der Folie absorbiert, in sichtbares, blaues (und ultraviolettes) Licht verwandelt und wirkt in dieser Form auf die Schicht. Dabei zeigt sich, daß gleiche Mengen auftreffender Röntgenstrahlung bei Einschaltung einer Folie stärker wirken; oder anders ausgedrückt, die gleiche Schwärzung auf der Schicht läßt sich in 8- bis 10mal kürzerer Zeit bei Anwesenheit einer Folie erzielen als bei Fortlassen derselben. Diese Wirkung, die man zahlenmäßig durch die Angaben des so genannten „Verstärkungsfaktors" kennzeichnet, hat ihren Grund einmal in der höheren Absorptionsfähigkeit der Folie für Röntgenstrahlen (70% gegenüber 2% bei der photographischen Schicht bei 0,5 Å) und zum anderen in der Eigenart des Fluoreszenzvorganges[1]). Die Verstärkungswirkung der Folien läßt sich auch bei Doppelfilms anwenden, bei denen man entsprechend zwei Folien benutzt; hier kommt der Effekt besonders stark bei kurzwelliger Strahlung zum Ausdruck, weil dann von beiden Folien vergleichbare Energiemengen absorbiert werden, während bei weicher Strahlung die fokusnahe Folie wesentlich mehr Energie zurückhält als die fokusferne Folie[2]). Die photographische Wirkung der von der photographischen Schicht absorbierten reinen Röntgenstrahlung fällt gegenüber derjenigen der Fluoreszenzstrahlung praktisch gar nicht ins Gewicht. Es sei noch erwähnt, daß sich durch die Einschaltung des Fluoreszenzvorganges an den früheren Betrachtungen hinsichtlich des Bildkontrastes nur insofern etwas ändert, als die Schwärzungskurve der Folien- (also Licht-) Strahlung in dem bildwichtigen Teil noch steiler gelegen ist als die Kurve der reinen Röntgenstrahlung (Ziff. 51). Also auch in dieser Beziehung bietet die Verwendung von Verstärkungsfolien einen Vorteil, vorausgesetzt, daß die photographische Schicht neben der genannten Röntgenstrahlempfindlichkeit auch die notwendige Forderung erfüllt, hinreichende Lichtempfindlichkeit zu besitzen, da beide Aufnahmearten in der Praxis Verwendung finden.

Außer auf medizinischem Gebiete wird die geschilderte Methode in steigendem Maße zum Zwecke der Materialuntersuchung angewendet, indem man wichtige Maschinenteile (Lager, Achsen u. dgl.) röntgenphotographisch auf Einschlüsse, Bruchstellen u. ä. untersucht.

Von der Rolle des photographischen Prozesses auf dem Gebiete der Röntgenspektroskopie sowie bei Strukturuntersuchungen mit Hilfe von Röntgenstrahlen war unter Ziff. 15 die Rede.

[1]) P. CERMAK, Die Röntgenstrahlen. Leipzig 1923. P. P. EWALD, Kristalle und Röntgenstrahlen, S. 56 u. 61. Berlin 1923.

[2]) R. GLOCKER, Experim. Unters. üb. d. phys. Grundlagen d. Röntgendiagnostik. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 31, S. 100. 1922.

f) Farbenphotographie.

32. Historisches. Einer der am häufigsten bearbeiteten Zweige der Pho graphie ist die Wiedergabe natürlicher Farben; trotz der ungemein zahlreic Arbeiten auf diesem Gebiete haben sich bisher nur verhältnismäßig wenige V fahren in die Praxis umsetzen lassen, so daß gegenwärtig nur zwei Methoden in grö rem Maßstabe verwendet werden: der Mehrfarbendruck und das Rasterverfahr

Über die historische Entwicklung des Gebietes sei folgendes gesagt:

Fast gleichzeitig mit den ersten Beobachtungen über die Lichtempfindlichk der Silbersalze wurde von Scheele und Senebier 1777 und 1782 gefund daß belichtetes Chlorsilber die Farbe des auffallenden Lichtes annimmt. Di Beobachtung wurde von Seebeck, Herschel, Becquerel, Nièpce und Poitev weiterverfolgt, und nachdem Zenker die Theorie klargelegt hatte, daß die Erscl nung auf der Bildung stehender Wellen beruht, erregte vor allem Lippmann 18 in Paris durch seine farbenprächtigen Bilder Aufsehen. Indessen hat die theoretisch sehr interessante Verfahren eine praktische Verwendbarkeit nie g funden. Fußend auf der Youngschen Theorie, daß sich die Farbenempfindung des menschlichen Auges auf den Grundempfindungen Rot, Grün und Bl aufbauen, gab Maxwell 1861 ein Prinzip der Farbenphotographie an, a dem auch die heutigen Verfahren beruhen. Hiernach hat man sich mit Hi bestimmter, unter Ziff. 35 näher beschriebener Methoden Teilbilder des wiede zugebenden bunten Gegenstandes in den genannten Grundfarben herzustelle die entweder durch direktes Übereinanderprojizieren (additive Farbsynthes oder durch Übereinanderlegen oder -drucken der komplementär gefärbten Te bilder (subtraktive Synthese) die naturfarbige Wiedergabe des Objektes erzeuge Der erste Weg wurde von Ducos du Hauron, Ives u. a. weiter beschritte und von Miethe zu hoher Vollendung ausgebildet; das zweite, subtraktive Ve fahren wird bei der Pinatypie, der Jos-Pe- und der Uvachrommethode, bei Zweifarbenfilm Technicolor und vor allem beim Drei- und Vierfarbendruc verwendet. Eine sehr wichtige Variante der Maxwellschen Anregung brachte end lich der Gedanke von Ducos du Hauron und Joly, die (ebenfalls additive) Syn these der Naturfarben durch mosaikartiges Nebeneinandersetzen kleiner Farbele mente (Rot, Grün und Blau) zu erzielen (Farbrasterplatten von Lumière und Agfa

33. Das Lippmannverfahren. Die physikalisch eleganteste Methode de Farbenphotographie, deren Abbildungstreue gleichzeitig nahezu unbegrenzt z sein scheint, ist das als Positiv arbeitende Interferenzverfahren von Becquerel Lippmann[1]). Nachdem Zenker[2]) die prinzipiell zutreffende Erklärung für da Zustandekommen der Farben gegeben hatte, stellte besonders O. Wiener[3] umfangreiche Versuche zur Bestätigung der Interferenztheorie an. Hiernach wird das einfallende Licht an der reflektierenden Rückseite der äußerst fein körnigen Schicht so zurückgeworfen, daß es mit dem ursprünglichen Strahl zu Interferenz kommt; an den Bäuchen der auf diese Weise gebildeten stehenden Wel len findet in der Schicht eine Silberabscheidung in Gestalt von Lamellen statt, deren Abstand eine halbe Wellenlänge beträgt. Wiener brachte jene Lamellen erstmalig zur Darstellung; später bestätigte Neuhaus[4]) die Schichtenbildung durch mikroskopische Betrachtung eines Dünnschnittes senkrecht zur Plattenober-

[1]) E. Valenta, Die Photographie in natürlichen Farben mit Berücksichtigung des Lippmannverfahrens. Halle 1894; R. Neuhaus, Die Farbenphotographie. Das Lippmann-verfahren. Halle 1898.

[2]) W. Zenker, Lehrbuch der Photochromie. Berlin 1868.

[3]) O. Wiener, Ann. d. Phys. u. Chem. Bd. 40, S. 201. 1890; Bd. 55, S. 230. 1895; Bd. 69, S. 488 u. 501. 1899.

[4]) R. Neuhaus, l. c. S. 60.

fläche. Ferner zeigte WIENER, daß mindestens 10 Schichten zur Entstehung der Farbe vorhanden sein müssen, IVES hat bis zu 250 Silberschichten ausgebildet. Aus späterer Zeit verdient namentlich eine bedeutungsvolle Arbeit von ARON[1]) erwähnt zu werden, die es sich zur Aufgabe machte, die Grenze der farbtreuen Wiedergabe festzustellen, die mit diesem Verfahren erreicht werden kann. Es ergab sich das überraschende Resultat, daß eine mit dem Licht des grünen Quecksilberliniendubletts (5790 und 5799 Å) bestrahlte und entwickelte Lippmannplatte beim Belichten mit weißem Licht grüne Strahlen reflektiert, die sich tatsächlich spektral in zwei getrennte Linien auflösen lassen. Andererseits gibt die Lippmannplatte das Licht der gelben Natriumlinie auch selbst dann noch befriedigend wieder, wenn außerdem noch bis zu sechs verschiedene Stellen des kontinuierlichen sichtbaren Spektrums auf der gleichen Schichtstelle abgebildet sind. Diese verblüffende Leistungsfähigkeit des Verfahrens würde ihm sicherlich den Vorrang unter allen anderen, viel unbefriedigender arbeitenden Methoden sichern, wenn es nicht einmal an zu geringer Empfindlichkeit (wegen der verwendeten feinkörnigen Schichten) und zweitens an der Tatsache kranken würde, daß die Betrachtung der Bilder, wenn sich die Farbtöne nicht verschieben sollen, stets in bestimmter, schräger Aufsicht in Kontakt mit einer spiegelnden Rückfläche stattfinden muß, wobei die Schichten überdies einen gleichmäßigen Feuchtigkeitsgehalt besitzen müssen, da sich sonst die interferenzliefernden Silberschichten in ihrer gegenseitigen Lage verändern und damit auch die dargestellte Farbe fälschen. In der Durchsicht beobachtet man ein durch die Eigenfarbe des Silberniederschlages etwas entstelltes, komplementäres Negativ.

34. Das Ausbleichverfahren. Ein weiterer, oft versuchter, aber immer wieder verlassener Weg zur Herstellung naturfarbiger Aufsichtsbilder — besonders von solchen auf Papier — ist die Methode des Ausbleichens von Farbstoffen[2]). Der Grundgedanke dieses Verfahrens ist folgender: Mischt man eine Anzahl (z. B. drei) Pigmente, von denen jedes ein besonderes Absorptionsgebiet besitzt, und zwar so, daß auf diese Weise das ganze Gebiet des sichtbaren Spektrums mit Absorptionsbanden überdeckt ist, so ist der Aufstrich dieses substanziellen Farbgemisches auf Papier schwarz gefärbt. Besitzen die gewählten Farben ferner die Eigenschaft, ausbleichbar zu sein (bei Bestrahlung farblos zu werden), und zwar möglichst mit gleicher Empfindlichkeit (d. h. also mit gleicher Ausbleichgeschwindigkeit), so ist hiermit eine „Farbenanpassungs"methode gegeben, die sich in die Praxis umsetzen läßt, sobald man die Farbstoffe willkürlich sensibilisieren (zum Ausbleichen anregen) oder fixieren (lichtecht machen) kann. Fällt z. B. rotes Licht auf die ursprünglich schwarze Schicht, so absorbieren und verblassen zu Weiß nur diejenigen Komponenten des Gemisches, die Rot absorbieren; der Rest der Mischung bleibt erhalten und muß definitionsgemäß nachträglich in weißem Licht rot reflektieren. Das Verfahren scheitert an den zahlreichen, nicht ausreichend realisierbaren Bedingungen, ist jedoch gelegentlich in geringerem Umfange und mit bescheidenem Erfolg fabrikatorisch hervorgetreten (Utocolorpapier). Sicherlich besteht insofern eine Verwandtschaft zu den Photochromien BECQUERELS, als auch weiß vorbelichtete Silbersalze unter Umständen bei nachträglicher farbiger Bestrahlung eine Farbänderung (Anpassung) erleiden, die auf einem wesensähnlichen Effekt beruht (vgl. Ziff. 32).

35. Die Dreifarbenphotographie (additiv). Weitaus am häufigsten ist es versucht worden, die Naturfarben im Sinne des von MAXWELL angegebenen Weges mit Hilfe von Teilbildern in bestimmten Grundfarben wiederzugeben[3]).

[1]) R. ARON, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 15, S. 65. 1915.
[2]) FR. LIMMER, Das Ausbleichverfahren. Halle 1911.
[3]) R. DONATH, Grundlagen der Farbenphotographie. Braunschweig 1906.

Man unterscheidet hierbei die additive und die subtraktive Synthese, je nachdem die verschiedenen Farbtöne durch Vereinigung von Lichtarten mit relativ schmalem Spektralbereich (meist Rot, Grün, Blau) oder durch Mischung bzw. Hintereinanderlegen von gefärbten Schichten mit relativ weiter spektraler Durchlässigkeit (meist Gelb, Purpur, Himmelblau) entstehen. (Letztere Verfahren erinnern bis zu einem gewissen Grade an das Prinzip des Ausbleichprozesses.) — Alle diese Methoden bedienen sich mehr oder weniger der Lichtempfindlichkeit der Silberverbindungen, um den Gehalt des wiederzugebenden Farbtons an jeder der gewählten Grundfarben zu ermitteln. Es braucht nicht ausführlich dargelegt zu werden, daß die Farbenphotographie eine besonders starke Förderung mit der Entdeckung der Sensibilisatoren durch VOGEL erfuhr (Ziff. 5).

Wir wenden uns zunächst den additiven Methoden zu. Zur Herstellung der erforderlichen Teilbilder, die die Farbtöne des Objektes in die gewählten Grundfarben auflösen, macht man eine entsprechende Anzahl von Aufnahmen auf panchromatischen Schichten hinter je einem der betreffenden Farbfilter, die das Gebiet des sichtbaren Spektrums möglichst lückenlos überdecken müssen. Vorwiegend wählt man die drei Spektralbereiche Rot (7000 bis 5800 Å), Grün (5800 bis 5300 Å), Blau (5300 bis 4000 Å), seltener nur die zwei Bezirke Rot (7000 bis 5750 Å) und Grün (5750 bis 4000 Å), mit denen sich überraschenderweise eine immer noch recht befriedigende Farbwiedergabe erzielen läßt. Die Einteilung des Spektrums in vier und mehr Bereiche ist zwar an sich denkbar, würde auch für die Farbwiedergabe vorteilhaft sein, scheitert jedoch an dem Mangel an geeigneten Farbstoffen, denn schmale Spektralgebiete lassen sich auf diesem Wege nur mit so geringer Durchlässigkeit herstellen, daß dadurch die praktische Verwendung der Farbstoffgemische unmöglich wird. — Die gleichzeitig oder bei ruhenden Objekten hintereinander hergestellten Teilnegative werden als Diapositive kopiert, mit den Farbstoffen der zugehörigen Aufnahmefilter angefärbt (oder mit entsprechend gefärbten Gelatinefolien hinterlegt) und zur Betrachtung mit Hilfe einer geeigneten optischen Einrichtung unter genauer Konturendeckung übereinanderprojiziert; dies geschieht entweder vermittels eines mit mehreren optischen Systemen ausgestatteten Projektionsapparates oder mit einem Chromoskop[1]), das mit mehreren halbdurchlässigen Spiegeln arbeitet und eine direkte, gleichzeitige Betrachtung der Diapositive gestattet. — Da, wie besonders MIETHE[2]) zeigte, die auf diese Weise gewonnenen bunten Lichtbilder sehr farbenprächtig sind, hat es nicht an Versuchen gefehlt, die Methode auf die Kinematographie auszudehnen. Die Aufgaben sind dabei, einmal die mehrfachen Bilder im Film unterzubringen, zweitens die Einfärbungen herzustellen, drittens die erforderliche optische Einrichtung zur Vereinigung der Teilbilder zu schaffen und nicht zuletzt den Bildtransport mit der nötigen erhöhten Geschwindigkeit ohne Gefährdung des Filmbandes zu bewältigen; obgleich diese Anforderungen zum Teil auch beim Einzelbilde vorliegen, steigern sich die Schwierigkeiten für den Film in so erheblichem Maße, daß, von reinen Versuchen abgesehen, eine Umsetzung in die Praxis bisher nicht stattgefunden hat. Zu nennen wären die Verfahren von HORST, WOLFF-HEIDE, BUSCH-SZCZEPANIK, die der Schwierigkeiten in zum Teil sehr geistreicher Weise Herr zu werden versuchen, so z. B. durch die Benutzung des physiologischen Effektes, daß rasch in verschiedenen Farben projizierte Lichtbilder im Auge zu einem bunten Eindruck verschmelzen; die hierbei durch den verschiedenen Bewegungszustand der Einzelbilder auftretenden Farbränder sind jedoch unvermeidbar, wenn nicht die Aufnahmeoptik eine völlig gleichzeitige Herstellung der Teilbilder vorsieht.

[1]) F. E. IVES, Eders Jahrb. 1893, S. 298; 1894, S. 215.
[2]) A. MIETHE, Dreifarbenphotographie in der Natur. Halle: Knapp 1904.

Dies geschieht in dem Zweifarbenverfahren von BUSCH, bei dem die beiden (Rot-Grün) Teilbilder verkleinert und hochkant in einem normalen Bildfeld nebeneinandergestellt, beim Projizieren durch Filter angefärbt, wieder aufgerichtet und auf der Wand vereinigt werden; diese Methode dürfte, wenn man von der Unzulänglichkeit absieht, die ein Zweifarbenverfahren mit sich bringt, die meisten Aussichten auf Erfolg haben, da es die geringsten Anforderungen an die Optik, die Mechanik und die Festigkeit des Films stellt und zugleich weitgehend an die bestehenden Apparaturen anknüpft[1]).

36. Das Farbrasterverfahren. Eine andere Art der additiven Farbwiedergabe erreicht das Farbrasterverfahren[2]). Hierbei geht man von einem auf Glas oder Film befindlichen Mosaik äußerst kleiner Filterelemente, dem Raster, aus, das nach Zwischenschalten einer schützenden Lackschicht mit panchromatischer Emulsion überzogen wird. Belichtet man dieses System durch das Raster, entwickelt sodann, löst das entwickelte Silber und schwärzt schließlich die übriggebliebenen Teile des Bromsilbers (Umkehrprozeß Ziff. 14, Abb. 5), so bekommt man ein farbrichtiges Positiv, da diejenigen Filterelemente, die zur Farbe des wiederzugebenden Objekttones keinen Beitrag liefern, durch Silber abgedeckt sind, während die übrigen Teilchen (unter dem Mikroskop betrachtet), je nach der Zusammensetzung des herzustellenden Farbtones, mehr oder weniger von Silber freigelegt erscheinen. Weiß entsteht durch das Zusammenwirken aller freien Rasterteilchen. Zur Ausübung dieser Methode sind die verschiedensten Rasterarten hergestellt worden, regelmäßige (meist 60 μ im Durchmesser) nach einem Druckverfahren gewonnen (PAGET PRICE) sowie unregelmäßige (meist 15 bis 20 μ) unter Benutzung einer Mischung gefärbter Stärke- oder anderer Kolloidteilchen (LUMIÈRE, AGFA[3]). — Während sich diese Methode zu einer sehr gangbaren, vielfach in Wissenschaft und Praxis geübten Verwendung ausarbeiten ließ, versagt sie überraschenderweise beim Übertragen des Prinzips auf die Kinematographie, weil bei der Projektion der sprunghaft und schnell ihre Lage verändernden Rasterteilchen dem Lichtbilde eine unerträgliche Unruhe verliehen wird. Im Grunde herrscht diese Unruhe — nur nicht so störend — auch schon beim schwarz-weißen Kine-Bilde, das auch eine gewisse Körnigkeit aufweist (vgl. Ziff. 24). Hier sind die Bildelemente, die Silberkörner, jedoch von so geringer Ausdehnung, daß der Effekt nicht wesentlich in Erscheinung tritt. Auch bei den Rasterteilchen läge der Fall noch günstiger, wenn sich nicht die Filterelemente zu Haufen und Ketten zusammenschließen würden (was sich übrigens selbst bei idealer Mischung nicht verhindern läßt), wodurch die Farbflecke auf die 4- bis 5fache Größe anwachsen. Nur bei einer Methode ließ sich das Rasterverfahren für kinematographische Zwecke verwenden, bei dem sehr geistreichen Verfahren von KELLER-DORIAN[4]). Das Raster befindet sich in diesem Falle auf der Rückseite des panchromatischen Films in Form eines eingepreßten Systems von zylinder- oder wabenartig angeordneten Kalottenlinsen. Diese Linsen sind so dimensioniert, daß jede von ihnen auf der Filmschicht ein Bild der Eintrittspupille des Aufnahmesystems entwirft, das seinerseits mit drei nebeneinandergestellten Filtern ausgestattet ist. Das Objek-

[1]) C. FORCH, Der Kinematograph, S. 122. Wien u. Leipzig 1913; P. LIESEGANG-KIESER-POLIMANTI, Wiss. Kinematogr., S. 156. Düsseldorf 1920; H. PANDER, Filmtechnik Bd. 2, S. 284. Liesegang 1926.

[2]) A. v. HÜBL, Die Theorie und Praxis der Farbenphotographie mit Autochrom- und anderen Rasterplatten. Halle 1921.

[3]) Das von den Agfa-Farbenplatten benutzte Farbraster wird nach einem Verfahren von CHRISTENSEN hergestellt (vgl. D.R.P. Nr. 224465 v. 1. IV. 1908).

[4]) A. KELLER-DORIAN, Scient. Techn. Ind. Phot. Bd. 3, S. 12. 1923; Brit. Journ. Phot. 1923; Col. Phot. Supp. Bd. 17, S. 10. 1923.

wird auf diese Weise in lauter kleine Teile zerlegt, die je nach ihrer Farbzusammensetzung das Filtersystem in der Aufnahmeoptik aufhellen und demgemäß den Film hinter dem Linsenraster belichten. Die Wiedergabe geschieht im umgekehrten Sinne, es läuft also ein Schwarz-Weiß-Film, der nur infolge seiner linsenförmigen Narbung und der in der Wiedergabeoptik angebrachten Farbfilter ein buntes, wegen der Regelmäßigkeit der Rasterung ruhig wirkendes Bild erzeugt.

37. Die Dreifarbenphotographie (subtraktiv). Auch hier gibt es viele Abarten des Verfahrens, die jedoch prinzipiell auf das gleiche hinauslaufen. Wir begnügen uns daher mit der Besprechung der weitaus am meisten angewendeten Methode, nach der u. a. alle Buntdrucke in Büchern und Zeitschriften hergestellt werden. Man beginnt zunächst mit der Anfertigung der Teilnegative hinter den obengenannten Rot-, Grün- und Blaufiltern. Nach diesen Negativen werden Positive oder Druckstöcke angefertigt (meist mit Hilfe des Chromatverfahrens, s. Ziff. 20, 28), mit denen dann gut übereinanderpassende Drucke ausgeführt werden. Als Druckfarben bedient man sich dabei solcher Pigmente, die den entsprechenden Aufnahmefiltern komplementär sind. Der aus dem Rotnegativ entstandene Druckstock bekommt ein lichtes Blau (Grünblau oder Himmelblau), der aus dem Grünnegativ stammende Druckstock erhält Purpur (Blaurot) und der dritte vom Blaunegativ hergestellte Druckstock schließlich Gelb. Weiß wird auf diese Weise durch die freibleibende weiße Unterlage erzeugt, die reinen Töne Rot, Grün, Blau durch Verschmelzen von einerseits: Purpur-Gelb, andererseits: Himmelblau-Gelb und schließlich: Purpur-Himmelblau. Schwarz entsteht durch Übereinanderlegen aller drei Druckfarben. Da die Schwarzwiedergabe meist zu unbefriedigend ist — wieder infolge des Mangels an Farbstoffen mit günstig gelegenen Absorptionsbanden —, überdruckt man das Bild zur Erzielung der tiefen Schwärzen noch mit einer vierten Druckplatte, die auf normale Weise hergestellt wird. Mit geringen Varianten wird dieses Verfahren (einschließlich der Druckplatten oder unter Verwendung entsprechend angefärbter Teilbilder auf Gelatinefolien, die man übereinanderlegt) auch vom Amateur angewandt [N.P.G.-Verfahren, Pinatypie (E. KOENIG), Uvachrom (J. TRAUBE), Jos-Pe (G. KOPPMANN, LAGE)]. Und schließlich hat die Methode, auf die beiden Farben Orangerot und Grünblau beschränkt, auch in der Kinematographie Eingang gefunden [Technicolor[1])]. Hierbei wird zur Erzeugung der Teilnegative zunächst auf doppelt breitem Film aufgenommen, dieser auf Chromatfilm (ebenfalls in doppelter Breite) kopiert, die entsprechenden Bildreihen in Farbstoffbilder der genannten Farben übergeführt und schließlich die Bilder so zusammengeklappt, daß völlige Deckung herrscht und außen auf jeder Seite des jetzt ganz normal dimensionierten bunten Films eine gesonderte Bildreihe steht. Die Bilder besitzen eine relativ reichhaltige Farbskala, mangeln jedoch an Schärfe und vor allem an Schwärze (im Gegensatz zum Busch-Zweifarbenverfahren), die durch das subtraktive Dunkelorange (Sepia) der gesättigten Teilfarben ersetzt ist.

D. Theorien des photographischen Prozesses mit Silbersalzen.

a) Aufbau der Silberhalogenidschichten.

38. Struktur und Wachstumsform der Körner. Wie unter Ziff. 4 ausgeführt wurde, entstehen die Silberhalogenidschichten durch Fällung der betreffenden lichtempfindlichen Verbindung im Beisein von Bindemitteln. Im vorliegenden

[1]) G. O. STINDT, Die Umschau Bd. 30, S. 936. 1926.

Abschnitt wenden wir uns der Frage zu, welche Eigenschaften die auf diesem Wege hergestellten Schichten hinsichtlich ihrer Struktur zeigen und welche Zusammenhänge zwischen den Entstehungsbedingungen und dem Aufbau der Schichten erkannt worden sind.

In allen bisher untersuchten Fällen hat sich gezeigt, daß das Silberhalogenid in Gestalt von Kriställchen in das Bindemittel eingelagert ist, die man allgemein als Körner bezeichnet. Durch Strukturaufnahmen an emulsionierten Silberbromidschichten mit Hilfe von Röntgenstrahlen[1]) ergab sich das normale Bild des einfachen kubischen Raumgitters von AgBr ($a = 2{,}89 \cdot 10^{-8}$ cm). Immerhin sei nicht verschwiegen, daß wiederholt die Ansicht vertreten wurde, das Bindemittel sei an dem Aufbau des Kornes beteiligt[2]). Dies braucht dem obigen Befund nicht zu widersprechen, denn die Körner können aus mehreren Einzelteilchen bestehen, die durch Lamellen und Kanäle (aus Bindemittel gebildet) voneinander getrennt sind.

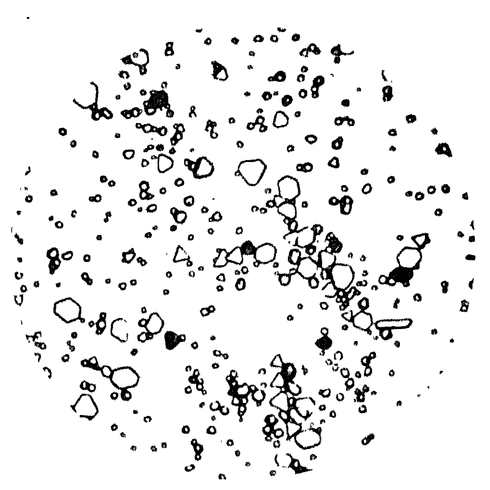


Abb. 8. [illegible] Ausstrichpräparates einer [illegible] (1000fach).

Die Struktur der Schicht ist demgemäß im wesentlichen durch folgende geometrische Größen gekennzeichnet: Gestalt, Größe, Anzahl und Verteilungsform der Körner im Bindemittel. Schon jetzt sei bemerkt, daß für die photographischen Eigenschaften der Schicht neben diesen Größen noch der „Zustand" der Körner und die Art des umgebenden Bindemittels von Bedeutung sind. Unter dem Kornzustand ist dabei die Beschaffenheit der Kornoberfläche, d. h. diejenige der Phasengrenzfläche zwischen Silberhalogenid und Bindemittel verstanden (vgl. Ziff. 50).

Die Untersuchungen über die genannten geometrischen Eigenschaften der Schicht stützen sich wesentlich auf mikroskopische Beobachtungen[3]). An dem Mikrogramm des Ausstrichpräparates einer normalen Trockenplattenschicht (Abb. 8) erkennt man z. B. die charakteristischen Formen[4]) der Silberbromidkriställchen, die sich als reguläre Sechsecke oder Dreiecke mit abgestumpften Ecken darstellen. Diese Teilchen sind als flache Tafeln ausgebildet, deren Dicke bis zu zehnmal kleiner ist als die Breite, wie man aus einem Vergleich der flachliegenden und der (relativ selten) hochkant stehenden Tafeln erkennt[5]).

---

[1]) P. P. KOCH u. H. VOGLER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 77, S. 495. 1925; R. B. WILSEY, Phil. Mag. Bd. 42, S. 262. 1921.

[2]) G. QUINCKE, Ann. d. Phys. (4) Bd. 2, S. 1000. 1900; vgl. auch LÜPPO-CRAMER, Kolloidchemie und Photographie. S. 68. Dresden: Steinkopf 1921.

[3]) Erste Beobachtung von E. BANKS, mitgeteilt Photogr. Journ. Bd. 32, S. 159. 1898, zitiert nach dem auch für das folgende wichtige Referat: „Das Silberhaloidkorn und die Größenfrequenzverteilung der Bromsilberkörner photographischer Emulsionen" von S. E. SHEPPARD u. A. P. H. TRIVELLI in Ausführliches Handbuch der Photographie von J. M. EDER, Bd. II, Tl. 1, 3. Aufl., bearbeitet von Dr. LÜPPO-CRAMER. Halle a. d. S. W. Knapp 1927. Erste eingehende Untersuchung über Bromsilberkörner: K. SCHAUM u. V. BELLACH, Die Struktur photographischer Negative. Halle: W. Knapp 1903.

[4]) A. P. H. TRIVELLI u. S. E. SHEPPARD, The silverbromide grain of photogr. emulsion, Monographs on the theory of photography. Nr. 1. Eastman Kod. Co. Auch auf die übrigen Bände dieser Sammlung sei schon hier verwiesen.

[5]) L. SILBERSTEIN, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 5, S. 171 u. 363. 1921.

Der Durchmesser solcher Tafeln kann bis zu $5 \cdot 10^{-4}$ cm, bei bindemittelfrei gefäl ten Teilchen sogar noch mehr betragen. — Daneben beobachtet man in der Mikrogramm kleinere Körner, die ebenfalls als Kristalle zu betrachten sinc die aber als Beugungsbilder rund und amorph erscheinen.

39. Dimension und Größenverteilung der Körner. Zur Bestimmung de Dimension der Körner kann man entweder eine unmittelbare mikroskopisch Ausmessung der einzelnen Teilchen vornehmen, oder aber man bestimm den mittleren Korndurchmesser aus der Gesamtsilbermenge einer Emulsion indem man eine bekannte Emulsionsmenge definiert verdünnt und einen ab gemessenen Teil hiervon in der Zählkammer oder auf dem Objektträger unte dem Mikroskop auszählt. Man gelangt so zunächst zur mittleren Kornmasse die sich z. B. bei normalen Silberbromidemulsionen in der Größenordnung 10^{-1} bis 10^{-12} g bewegt. Hieraus ergeben sich unter der vereinfachenden Annahm einer kubischen oder sphärischen Gestalt der Körner und unter Berücksichtigung der Dichte des Halogenids die mittleren Korndurchmesser, die in dem oben genannten Beispiel $5 \cdot 10^{-4}$ bis 10^{-5} cm betragen. Bei den sog. „kornlosen" Schichten, wie sie Lippmannplatten oder besonders die photographischen Aus kopierpapiere besitzen, ist der mittlere Korndurchmesser 10mal, die mittler Kornmasse also noch 10^3mal kleiner.

Die Korngröße ist in hohem Maße von den Herstellungsbedingungen der Emulsion abhängig. Aus verdünnten Lösungen bilden sich vorzugsweise kleine aus konzentrierten Lösungen große Kristalle. Ferner ist auf die Dimension der Teilchen die Konzentration des Bindemittels, die Gegenwart oberflächenaktiver Stoffe, der zeitliche Verlauf der Fällung sowie die nachträgliche Digestion des Niederschlages von Einfluß. Ein Verweilen in überschüssigem Alkalihalogenid bewirkt z. B. ein Wachstum der größeren Kristalle auf Kosten der kleineren (Ziff. 50).

Die genannten Angaben beziehen sich zunächst auf die mittlere Korngröße. Wie man an Abb. 8 beobachtet, ist die Korngröße einer Emulsion in mehr oder weniger weiten Grenzen Schwankungen unterworfen. Eingehende Untersuchungen über diesen Gegenstand verdanken wir WIGHTMAN, TRIVELLI und SHEPPARD, die umfangreiche und überaus mühsame Studien über die Abhängigkeit der photographischen Eigenschaften von der Korngrößenverteilung der Emulsionen angestellt haben[1]). Im Sinne der allgemein bekannten Erfahrung zeigte sich zunächst, daß die photographische (Schwellen-) Empfindlichkeit mit wachsender Korngröße zunimmt. Darüber hinaus ist jedoch auch die Form der Schwärzungskurve eine Funktion der Korngröße, und zwar ist die Gradation desto flacher, je größer die Körner im Mittel, und je ausgesprochener ihre Größenunterschiede sind. Die Häufigkeitsverteilung der verschiedenen Korngrößen einer Emulsion entspricht einer GAUSSschen Fehlerfunktion. Dabei ist jedoch zu bedenken, daß, wie wir noch näher sehen werden, diese Zusammenhänge zwischen Korngröße und photographischer Empfindlichkeit notwendige, aber nicht hinreichende Bedingungen darstellen, denn außer von den Dimensionen der Körner ist die Lichtempfindlichkeit vom Kornzustand abhängig (vgl. Ziff. 50). — Es sei noch erwähnt, daß die Körner mitunter die Neigung zeigen, sich zu klumpenförmigen Aggregaten zusammenzuballen[2]).

[1]) Vgl. hierüber besonders das auf S. 589, Fußnote 3 zitierte Referat von S. E. SHEPPARD u. A. P. H. TRIVELLI; die dort nicht aufgeführte Originalliteratur findet sich ausführlich in dem Kapitel: „Die Bromsilberplatte" von W. MEIDINGER im Handbuch der Physikalischen Optik. Bd. II 1, S. 41. Herausgegeben von E. GEHRCKE. Leipzig: J. A. Barth 1927.

[2]) A. P. H. TRIVELLI, F. L. RIGHTER u. S. E. SHEPPARD, Photogr. Journ. Bd. 46, S. 183, neue Folge Bd. 62, S. 407. 1922.

Die Anzahl der Körner bewegt sich für normale Bromsilberschichten zwischen 10^8 bis 10^9 Körnern cm^{-2}. In der etwa $2 \cdot 10^{-3}$ cm dicken trockenen Schicht sind etwa 20 bis 40 Kornschichten übereinandergelagert. Der mittlere Kornabstand beträgt (in der trockenen Schicht) 10^{-5} bis 10^{-4} cm.

b) Die Vorgänge bei der Belichtung von Silberhalogenidschichten.

40. Die Silberkeimtheorie des latenten Bildes. Im Sinne des Gesetzes von GROTTHUS-DRAPER vermag nur solche Energie eine Veränderung an den Silberhalogenidschichten vorzunehmen, die von diesen absorbiert wird. Hierzu sind besonders befähigt die kurzwelligen Lichtstrahlen, das Ultraviolett, die Röntgenstrahlen, sowie die Kathodenstrahlen und die Strahlenarten der radioaktiven Substanzen. Je nach dem Absorptionsgebiet der Silberverbindung erstreckt sich die stärkste Einwirkung des Lichtes bis zum Blaugrün (Bromsilber $\lesssim$ 4600 Å) oder bloß bis zum Violett (Chlorsilber $\lesssim$ 4000 Å), wobei jedoch zu bedenken ist, daß auch längere Wellen, unter Umständen sogar das Ultrarot an den Silbersalzen Veränderungen auszuüben vermögen (Sensibilisatoren, Herscheleffekt). Andererseits verringert sich der Einfluß des ultravioletten Lichtes auf normale Trockenplatten in der Gegend von 2000 Å mit abnehmender Wellenlänge, weil hier, wie V. SCHUMANN[1]) fand, die Absorption des Silberhalogenids hinter der des Bindemittels zurückbleibt. Schließlich sei erwähnt, daß auch Druck oder sonstige mechanische Einflüsse auf photographischen Schichten einen entwickelbaren Eindruck hinterlassen können[2]).

Nachdem die Vorstellungen über das Wesen der photochemischen Veränderung der Silberhalogenide lange Zeit strittig waren, kann gegenwärtig, wie wir sogleich sehen werden, über den prinzipiellen Charakter dieses Vorganges kein Zweifel mehr walten. Immerhin wird noch heute ein Unterschied gemacht zwischen der Veränderung, die die Silbersalze bei schwacher Bestrahlung erleiden und die als „latentes Bild" bezeichnet werden, und zwischen der Veränderung, die bei starker Bestrahlung eintritt, und die von dem Entstehen einer „direkten Schwärzung" begleitet ist. Obgleich diesen beiden Vorgängen der gleiche Primärprozeß zugrunde liegt, kommt jener Unterscheidung wegen des verschiedenen photographischen Verhaltens der Schichten bei schwacher und starker Belichtung eine gewisse Berechtigung zu, die auch in der Deutung jener Abweichungen ihren Ausdruck findet. Wir werden uns in vorliegendem Abschnitt zunächst vornehmlich mit den Vorgängen bei starker Belichtung beschäftigen.

Nach vielen abwegigen Erklärungsversuchen[3]) für die photochemische Veränderung der Silbersalze, auf die wir hier nicht eingehen, hat sich die Erkenntnis durchgesetzt, daß die Silbersalze bei der Belichtung in metallisches Silber und den elektronegativen Rest der Verbindung (meist Halogen) zerlegt werden. Wertvolles Beweismaterial für diese Anschauung lieferte zunächst KOGELMANN[4]), ohne jedoch aus seinen Versuchen den entscheidenden Schluß zu ziehen. Dies geschah erst durch ABEGG[5]) unter eingehender Diskussion des gesamten damals

[1]) V. SCHUMANN, Wiener Ber. Bd. 102 (2a), S. 994. 1893.

[2]) P. WULFF, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 23, S. 145. 1925; J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. Bd. 2, Tl. 1, 3. Aufl., S. 274 u. 612. Halle: W. Knapp 1927.

[3]) Vgl. die historische Zusammenstellung S. 217 in S. E. SHEPPARD u. C. E. K. MEES, Untersuchungen über die Theorie des photographischen Prozesses (1907), übersetzt von H. WEISS. Halle: W. Knapp 1912 sowie E. MÜHLESTEIN, Arch. sc. phys. et nat. Bd. 4, S. 430. 1922; Bd. 3, S. 37 u. 110. 1923.

[4]) F. KOGELMANN, Isolierung der Substanz des latenten photographischen Bildes. Graz: Selbstverlag 1894.

[5]) R. ABEGG, Wied. Ann. Bd. 62, S. 425. 1897; Arch. f. wiss. Photogr. Bd. 1, S. 15. 1899 (zitiert bei R. LORENZ u. W. EITEL, Pyrosole. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1926).

vorliegenden Versuchsmaterials. Kurz darauf vertrat den gleichen Standpunkt R. LORENZ[1]) auf Grund seiner Untersuchungen an Pyrosolen. Später wurde die „Silberkeimtheorie des latenten Bildes" durch zahlreiche Arbeiten von LÜPPO-CRAMER[2]) gestützt. Weiterhin zeigte BAUR[3]) an Hand der Potentialmessungen von SICHLING[4]) und gleichzeitig REINDERS[5]), daß silberhaltige Silberhalogenide (auf ähnlichem Wege wie früher schon von CAREY LEA[6]) gewonnen), als Adsorptionskomplex jener beiden Substanzen und nicht als selbständige Verbindungen, z. B. „Subhaloide", aufzufassen sind; diese Anschauung über die beim Belichten aus den Silberhalogeniden entstehenden „Photohaloide" hatte besonders EDER vertreten[7]). In ähnlicher Weise konnten WÖHLER und KRUPKO[8]) die Abwesenheit neuer, bei der Belichtung entstehender Subchloride aus der unveränderten Schlagempfindlichkeit und der gleichen Zerfallsreaktion von belichtetem und unbelichtetem Silberazid beweisen, die sich nur durch die Beimengung eines völlig inerten Stoffes, wie das metallische Silber — nicht durch die Existenz des sicherlich hochsensiblen Subazides verstehen läßt. Ein unmittelbarer Nachweis des bei der Belichtung gebildeten Metalles gelang SCHAUM und FEICK[9]) durch die Messung der Dielektrizitätskonstante, während P. P. KOCH und H. VOGLER[10]) die Gegenwart des entstandenen Silbers aus dem Auftreten des Silbergitters bei Strukturaufnahmen an belichtetem Bromsilber nach der Methode von DEBYE und SCHERRER erkannten. — Auch die Abspaltung des Halogens ist nach verschiedenen Methoden nachgewiesen worden, wenngleich diese Versuche nicht immer einwandfrei und erfolgreich durchgeführt werden konnten. In neuerer Zeit haben SCHWARZ[11]) und besonders HARTUNG[12]) die Bromabspaltung bei der Belichtung von Bromsilber verfolgt. HARTUNG setzte nach einer Methode von VOLMER[13]) eine versilberte und auf einer Mikrowage gewogene Quarzplatte der Einwirkung von Bromdämpfen aus, belichtete die entstandene Bromsilberschicht im Vakuum und konnte durch Rückwägen der Quarzplatte sowie an einer Kupferspirale, die zur Aufnahme des abgespaltenen Broms diente, feststellen, daß das Bromsilber allmählich bis zu 96,6% photolysiert wird. Zu dem gleichen Ergebnis gelangten P. P. KOCH und KREISS[14]), indem sie Halogensilberteilchen von 10^{-13} g beim Belichten im Schwebekondensator beobachteten. Endlich beschäftigte sich MUTTER[15]) mit der Abspaltung von Brom aus bindemittelfrei gefälltem Silberbromid bei energetisch definierter Belichtung.

Am einfachsten stellen sich die Vorgänge bei der Belichtung der Silberhalogenide dar, wenn die Einwirkung der Strahlung im Sinne des inneren licht-

---

[1]) R. LORENZ, VII. Hauptversamml. d. deutschen Bunsenges. Zürich 1900.

[2]) Nähere Literatur vgl. J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 212ff, insbesondere LÜPPO-CRAMER, Photograph. Probleme. Halle 1907; Das latente Bild. Halle: Knapp 1911.

[3]) E. BAUR, ZS. f. phys. Chem. Bd. 77, S. 58. 1911.

[4]) K. SICHLING, ZS. f. phys. Chem. Bd. 77, S. 1. 1911.

[5]) W. REINDERS, ZS. f. phys. Chem. Bd. 77, S. 366 u. 677. 1911.

[6]) CAREY LEA, The Photographic News 337ff. 1887. London. Deutsch von LÜPPO-CRAMER, Kolloides Silber u. d. Photohaloide. Dresden 1908.

[7]) Vgl. den Abdruck J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 130.

[8]) L. WÖHLER u. W. KRUPKO, Ber. d. D. chem. Ges. Bd. 46, S. 2045. 1913.

[9]) R. FEICK u. K. SCHAUM, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 23, S. 389. 1925.

[10]) P. P. KOCH u. H. VOGLER, Ann. d. Phys. (4) Bd. 77, S. 495. 1925.

[11]) R. SCHWARZ u. H. STOCK, Ber. d. D. chem. Ges. Bd. 54, S. 2111. 1921.

[12]) E. J. HARTUNG, Journ. Chem. Soc. London Bd. 125, S. 2198. 1924.

[13]) M. VOLMER, Dissert. Leipzig 1910.

[14]) P. P. KOCH u. B. KREISS, ZS. f. Phys. Bd. 32, S. 384. 1925.

[15]) E. MUTTER, Diss. Berlin 1928.

elektrischen Effektes aufgefaßt wird. Diese schon frühzeitig[1]) verwendete Vorstellung wurde in neuerer Zeit besonders durch FAJANS vertreten und präzisiert[2]). Danach wird durch die Lichtabsorption zunächst eine Loslösung von Elektronen aus den Anionen des Kristallgitters bewirkt; die Elektronen vereinigen sich sodann mit den Silberionen des Gitters, so daß auf diese Weise Halogen- und Silberatome entstehen. Dabei ist nicht erforderlich, wie schon jetzt betont sei, daß dieser Elektronenübergang zwischen benachbarten Ionen erfolgt; wir werden im Gegenteil eine Reihe von Erscheinungen kennenlernen, die dafür sprechen, daß das Elektron vor seiner Stillegung am Silberion erst eine gewisse Wegstrecke im Kristall zurücklegt.

41. Die Quantenausbeute des Primärvorganges bei unsensibilisierten Schichten. Unabhängig von dieser Vorstellung hatten EGGERT und NODDACK[3]) die Untersuchung der Frage unternommen, ob die Entstehung des latenten Bildes im Sinne des Quantenäquivalentgesetzes von EINSTEIN erfolgt, ob also jedem absorbierten $h\nu$ die Bildung eines Silberatoms entspricht. Chemisch betrachtet wäre die Reaktionsgleichung (für Silberbromid) zu formulieren:

$$AgBr + h\nu = Ag + Br.$$

Vom Standpunkt des inneren Photoeffektes müßten sich die Vorgänge

$$Br' + h\nu = Br + \ominus,$$
$$\ominus + Ag^+ = Ag$$

abspielen, analog den von GUDDEN und POHL[4]) in einfachen Fällen gefundenen Verhältnissen, bei denen auch von jedem absorbierten Quant ein Elektron (jedoch ohne bleibende chemische Veränderung der belichteten Substanz) abgespalten wird.

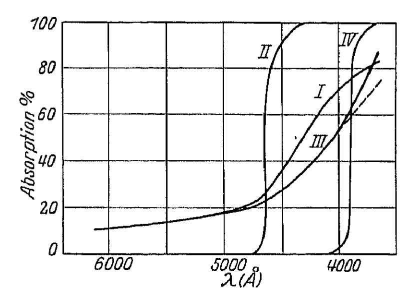


Abb. 9. Spektrale Verteilung der Absorption einiger Schichten.
I Normale Bromsilbergelatine-Emulsion,
II Erstarrte Schmelze von reinem Silberbromid,
III Chlorsilbergelatine-Emulsion (punktiert = reine Gelatine),
IV Erstarrte Schmelze von reinem Silberchlorid.

Zur Prüfung der Gültigkeit dieser Aussage war erforderlich, drei getrennte Messungen[5]) vorzunehmen: 1. die Bestimmung der aufgestrahlten Energie; 2. die Ermittlung des in der bestrahlten Schicht absorbierten Bruchteils der Strahlung; 3. die Messung der Menge gebildeten Silbers. Am zugänglichsten erwiesen sich für die Untersuchungen zunächst die handelsüblichen photographischen Schichten.

Die an einer solchen Platte (Agfa Spezial) beobachtete Absorption in Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt die Kurve I von Abb. 9. Man erkennt, daß die Absorption, die im Rot (6000 Å) 12% beträgt, zunächst langsam, dann (etwa von 4600 Å ab) schneller ansteigt; dieser letzte auffallend starke Anstieg ist der Gegenwart des gelb gefärbten Bromsilbers zuzuschreiben, dessen Absorptionsverlauf durch die Kurve II wiedergegeben wird. Ähnlich herge-

[1]) Vgl. Literatur (Fußnote 3) von S. 591, insbesondere CHR. WINTHER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 9, S. 229. 1911.

[2]) Vgl. Beitrag von K. FAJANS: „Die photochemische Zersetzung des Brom- und Chlorsilbers vom Standpunkte des Atombaues und der Kristallstruktur in J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 633.

[3]) J. EGGERT u. W. NODDACK, Berl. Ber. Bd. 39, S. 631. 1921; Bd. 40, S. 116. 1923; ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 299. 1923; Bd. 21, S. 264. 1924; Bd. 31, S. 922. 1925; ferner J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 243.

[4]) Vgl. das zusammenfassende Referat von B. GUDDEN, Fortschr. d. exakten Naturw. Bd. 3, S. 116. 1924.

[5]) Vgl. hierzu auch das Kapitel W. NODDACK, Photochemie. Ds. Handb. Bd. XXIII, S. 594. 1926.

stellte Chlorsilberpräparate ergeben die Kurven III und IV. Aus beiden Kur venpaaren ist zu schließen, daß bei den Trockenplattenschichten zwischen eine inaktiven und einer aktiven Absorption zu unterscheiden ist. Die inaktiv Absorption findet nach Annahme von EGGERT und NODDACK im Bindemitte (Gelatine) statt, die aktive im Halogensilber. Beim Bromsilber läßt sich di wahre, aktive Absorption im sichtbaren Gebiet von 4600 Å nach kürzere Wellen in erster Annäherung an Hand der Kurven I und III bestimmen, d das Chlorsilber in diesem Gebiet noch nicht absorbiert, also anzunehmen ist, da die hier beobachtete Gesamtabsorption gleich ist der inaktiven (Gelatine-) Ab- sorption der Bromsilber-Gelatineschicht. Rechnet man mit den durch die Diffe- renz gegebenen Absorptionswerten (Spalte 3 von Tab. 3), so kann man die An- zahl absorbierter Quanten bestimmen. Andererseits gelingt es, mit Hilfe eine maßanalytischen Methode nach dem Fixieren der Schicht (ohne diese jedoc zu entwickeln), das bei der Belichtung gebildete Silber zu ermitteln (Spalte 5 von Tab. 3). Bildet man nunmehr aus den gewonnenen Zahlen den Quotiente (die Quantenausbeute oder das Quantenäquivalent) φ:

$$\varphi = \frac{\text{Anzahl der beobachteten Ag-Atome}}{\text{Anzahl absorbierter Quanten}},$$

so erhält man für verschiedene Schichten die in Spalte 6 von Tab. 3 aufgeführte Zahlen[1]):

Tabelle 3. Quantenausbeute φ und aktive Absorption einiger unsensibilisierte Silberhalogenidschichten.

Belichtete Substanz	Wellenlänge λ(Å)	Aktive Absorption in Proz.	Anzahl eingestr. $h\nu$ (cm^{-2})	Anzahl beobachteter Ag-Atome (cm^{-2})	φ
AgBr (Negativplatte)	4356	22	$1{,}30 \cdot 10^{16}$	$0{,}28 \cdot 10^{16}$	0,96
	4047	21	$1{,}68 \cdot 10^{16}$	$0{,}32 \cdot 10^{16}$	0,92
	3658	19	$1{,}40 \cdot 10^{16}$	$0{,}25 \cdot 10^{16}$	0,93
AgCl (Gaslichtpapier)	4356	(0,3)	$2{,}27 \cdot 10^{16}$	$0{,}0068 \cdot 10^{16}$	(1)
	4047	(1)	$1{,}03 \cdot 10^{16}$	$0{,}012 \cdot 10^{16}$	(1)
	3658	10	$1{,}84 \cdot 10^{16}$	$0{,}154 \cdot 10^{16}$	0,84
$AgCl + AgNO_3$ (Auskopierpapier)	4356	(1)	$1{,}14 \cdot 10^{16}$	$0{,}012 \cdot 10^{16}$	(1)
	4047	(2)	$1{,}03 \cdot 10^{16}$	$0{,}019 \cdot 10^{16}$	(1)
	3658	(6)	$1{,}38 \cdot 10^{16}$	$0{,}083 \cdot 10^{16}$	(1)
AgBr (bindemittelfrei)	4356	60	$3{,}50 \cdot 10^{16}$	$1{,}78 \cdot 10^{16}$	0,85

Die eingeklammerten Zahlen von Spalte 3 sind nicht photometrisch beobachtet, sondern aus den ermittelten Werten der Spalten 4 und 5 errechnet unter der Annahme, daß der Wert von φ, wie in den übrigen Fällen, gleich 1 ist. Konnte dagegen die Absorption unmittelbar bestimmt werden, so ergab sich unter den angegebenen Belichtungsbedingungen für φ nahezu der Wert 1, auch bei dem an letzter Stelle angeführten, an bindemittelfreiem Bromsilber angestellten Versuch; hier wurde an Stelle der Absorptionsmessung die Reflexion einer relativ dicken Niederschlagsschicht bestimmt und der Rest als Absorption betrachtet[2]). — Unter diesen Umständen entspricht also in der Tat jedem absorbierten Lichtquant ein gebildetes Silberatom, oder, im Sinne des inneren photoelektrischen Effektes betrachtet, der Transport eines Elektrons vom Bromion zum Silberion.

[1]) Entnommen aus J. EGGERT, ZS. f. Elektrochem. Bd. 32, S. 491. 1926.

[2]) Eine gleichzeitig bei der feuchten Silberbromidschicht anwesende geringe Menge von Kaliumnitrit dient als Akzeptor des abgeschiedenen Broms. — Mit der Silberbestimmung belichteter bindemittelfreier Silberbromidschichten mit und ohne Akzeptor beschäftigt sich die Diss. von H. KIESER, Berlin 1928, sowie ZS. f. phys. Chem. 1928.

Es sei nicht verschwiegen, daß WEIGERT[1]) gegen die Absorptionsmessungen von EGGERT und NODDACK an den genannten Schichten Bedenken erhoben hat, während andererseits LUTHER und WEIL[2]) die energetischen und analytischen Befunde jener Autoren bestätigen konnten. Legt man dem Vergleich zwischen der Anzahl absorbierter Quanten und der Anzahl gebildeter Silberatome die von WEIGERT geforderte Absorptionsgröße zugrunde, so sinkt zwar der φ-Wert von 1 auf 0,3 bis 0,5. Aus diesen Zahlen braucht aber, wie dies gelegentlich geschah, noch nicht gefolgert zu werden, daß der angegebene Reaktionsmechanismus unzutreffend ist[3]); es wäre vielmehr zunächst daran zu denken, daß sich ein Teil der primär losgelösten Elektronen dem Nachweis durch Rückkehr zum Bromatom entzieht.

42. Die Abhängigkeit der Primärsilbermenge von der Zeit. Allerdings ist eine derartige Rückreaktion im Stadium schwacher Belichtung unwahrschein-

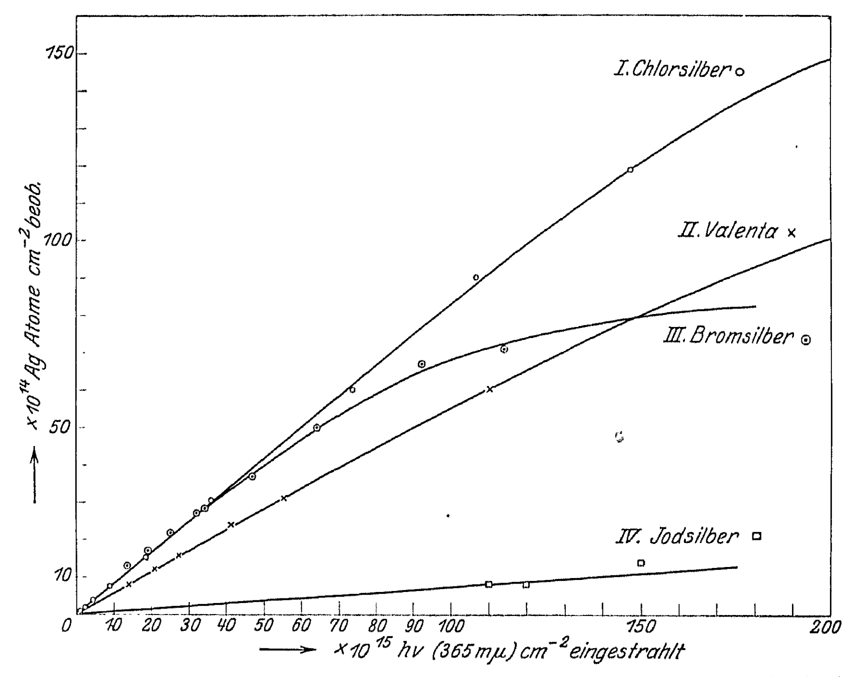


Abb. 10. Die durch Bestrahlung einiger photographischer Schichten erzeugte Silbermenge in Abhängigkeit von der Lichtmenge.

lich, da sich dieser Vorgang erst im Gebiete der vorgeschrittenenen Bestrahlung geltend macht. Man erkennt dies an Abb. 10, auf der die zeitliche Zunahme der Silbermengen bei verschiedenen Schichtarten und bei Belichtung mit Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 3657$ Å wiedergegeben ist; das Diagramm zeigt für die Silbermenge mit wachsender Zeit zunächst einen proportionalen Anstieg, der nach einiger Zeit hinter dem proportionalen Wert zurückbleibt. Die Abweichung von der Proportionalität ist für verschiedene Plattensorten verschieden.

[1]) F. WEIGERT, ZS. f. phys. Chem. Bd. 99, S. 499. 1921; ZS. f. Phys. Bd. 18, S. 232. 1923; Bd. 34, S. 914. 1925. Erwiderungen: J. EGGERT u. W. NODDACK, ebenda Bd. 20, S. 299. 1923; Bd. 21, S. 264. 1924; Bd. 31, S. 925. 1925; Bd. 34, S. 918. 1925.

[2]) Diskussionsbemerkung von R. LUTHER, ZS. f. Elektrochem. Bd. 32, S. 500. 1926.

[3]) Diskussionsbemerkung von K. FAJANS, ZS. f. Elektrochem. Bd. 32, S. 500. 1926.

Am ehesten biegt, wenn wir von den Verhältnissen beim Jodsilber[1]), das wir hier nicht näher betrachten wollen, absehen, die Kurve für Bromsilber ab, etwas später erfolgt die Abweichung bei der Chlorsilberkurve, und erst zuletzt bei der Auskopieremulsion (Valenta). Der geradlinige Teil der Kurve kann auch beim Bromsilber noch erheblich verlängert werden, wenn die Platte vor der Belichtung in Silbernitrat-, Natriumsulfit- oder Natriumnitritlösung gebadet oder während der Belichtung feucht gehalten wird. Die Kurve erhebt sich dann nahezu unter dem gleichen Winkel mit der Abszissenachse, biegt jedoch, wie gesagt, erst

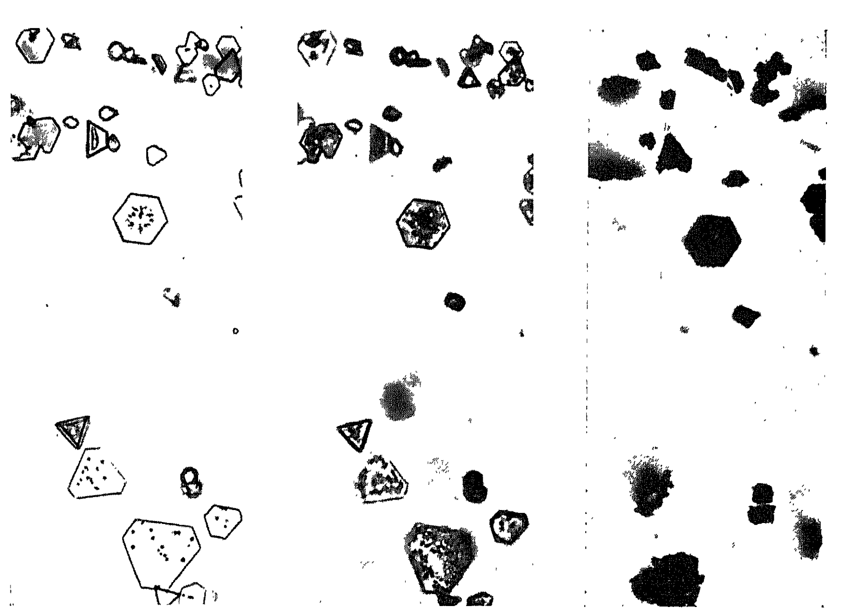


Abb. 11. Verlauf der direkten Schwärzung an (bindemitt [illegible] -körnern bei steigender Belichtung (ohne Entwicklung) in [illegible]

später von dem geradlinigen Teil ab. Erst in diesem Abbiegen macht sich die genannte Rückreaktion, auch „Regression“ genannt, bemerkbar.

Bei den Belichtungen, die zu den Werten von Tabelle 3 und Abb. 10 geführt haben, zeigen die Schichten bereits eine sichtbare Veränderung, deren Stärke (Anlauffarbe) von der Beschaffenheit des belichteten Materials abhängt. Verfolgt man diesen Vorgang an Bromsilberkörnern unter dem Mikroskop, so erhält man Abb. 11, die an bindemittelfreiem Bromsilber gewonnen wurde[2]). Man erkennt, daß das Bromsilber zwar schließlich vollständig geschwärzt erscheint, daß sich dieser Vorgang aber nicht stetig vollzieht, sondern daß sich zunächst einige Silberzentren bilden, die in zunehmendem Maße (oft in Form von regelmäßigen Figuren) anwachsen und schließlich den ganzen Kristall durchsetzen. Dieser Prozeß ist schon von LORENZ und EITEL[3]) an Metallnebeln bei hoher Temperatur, später von LORENZ und HIEGE[4]) beim Belichten erstarrter

[1]) Näheres hierüber ZS. f. Phys. Bd. 31, S. 939. 1925 sowie P. P. KOCH u. B. KREISS, ebenda Bd. 32, S. 384. 1925.

[2]) Entnommen aus der im Institut von R. LUTHER gearbeiteten Dissertation von E. MANKENBERG. Dresden 1924; vgl. auch die wertvollen Aufnahmen von A. P. H. TRIVELLI in J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 314; daselbst weitere Literatur.

[3]) R. LORENZ u. W. EITEL, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 91, S. 57. 1915.

[4]) R. LORENZ u. K. HIEGE, ZS. f. anorg. Chem. Bd. 92, S. 27. 1915.

Bromsilberschmelzen untersucht worden, wobei die Forscher zu dem Ergebnis kamen, daß es sich hierbei um einen Koagulationsvorgang handelt. Auch in unserem Falle müssen wir, obgleich wir es mit einer festen Phase zu tun haben, die Annahme machen, daß die zunächst an beliebigen Stellen des Bromsilberkorns auftretenden Elektronen dazu neigen, solche Silberionen zu entladen, die in unmittelbarer Nachbarschaft von bereits vorhandenen Silberatomen gelegen sind. Dieser Koagulationsvorgang wird sich für die Deutung des photographischen Prozesses von grundlegender Bedeutung erweisen.

43. Der Primärvorgang bei Röntgen- und α-Strahlen. Alle bisher besprochenen Vorgänge bezogen sich vornehmlich auf Licht der Wellenlängen um 4000 Å. Im folgenden werden wir die teils abweichenden, teils übereinstimmenden Wirkungen anderer Strahlenarten betrachten.

Auch mit Röntgenstrahlung läßt sich auf photographischen Schichten eine direkte Schwärzung erzielen. Stellt man jedoch wiederum einen Vergleich zwischen der Anzahl absorbierter Quanten (etwa bei 0,45 Å) und der Anzahl gebildeter Silberatome auf, so findet man im Gegensatz zur Wirkung von $h\nu$ (4000 Å), daß bei Röntgenstrahlen jedem absorbierten $h\nu$ etwa 1000 Silberatome entsprechen[1]). In diesem Falle zeigt sich also das Quantenäquivalentgesetz nicht zutreffend. Dieser Unterschied zwischen Röntgen- und Lichtstrahlung dürfte seinen Grund in der Verschiedenheit der Absorptionsvorgänge besitzen. Während bei einer Energiezufuhr entsprechend der Größe eines Lichtquants jeweils nur ein Elektron in Freiheit gesetzt und nur je ein Silberatom gebildet wird, entstehen offenbar bei der Absorption eines 10^4mal größeren Energiequantums, wie es im Gebiete der Röntgenstrahlen auftritt, sehr viel mehr Elektronen. Bei vollständiger Ausnutzung dieser Energie wäre zu erwarten, daß der φ-Wert in diesem Falle 10^4 beträgt, immerhin zeigt die tausendfache Überschreitung des Äquivalentgesetzes, daß die (sicher zunächst quantenhaft absorbierte) Energie durch die anschließend erfolgenden Sekundärvorgänge weitgehend im Sinne der Überlegungen von NERNST und NODDACK[2]) ausgenutzt wird, nach denen die Anzahl der stattfindenden Elementarprozesse durch den Quotienten aus der absorbierten Energie und der zu jedem Einzelprozeß erforderlichen Energie gegeben ist. — Ähnlich ist das Verhalten der α-Strahlen. Betrachtet man die Energie eines α-Teilchens als Energiequant von $2 \cdot 10^5$facher Größe im Vergleich zu $h\nu$ 4000 Å, so wäre zu erwarten, daß jedes vom Silberhalogenid absorbierte α-Teilchen $2 \cdot 10^5$ Silberatome erzeugt; tatsächlich erreicht der φ-Wert $(5 \cdot 10^4)$ diesen Betrag relativ weitgehend, 75% der α-Strahlenenergie wird allerdings in Wärme übergeführt.

44. Der Primärvorgang bei langwelligem Licht, Sensibilisation. Während im Gebiete der energiereichen Strahlen eine Bestimmung von φ möglich ist, konnte die entsprechende Betrachtung für langwelliges Licht bisher nicht angestellt werden, da die aktive Absorption der Silberhalogenide z. B. für rotes und grünes Licht nur außerordentlich kleine Werte besitzt und sich daher der direkten Messung vorläufig entzieht. Macht man indessen die sehr plausible Annahme, daß die Quantenausbeute in diesem Gebiet noch ebenso ist wie im Blau ($\varphi = 1$), so läßt sich umgekehrt aus der bei bekannter auftreffender Strahlenmenge erzeugten Anzahl von Silberatomen die aktive Absorption bestimmen[3]). Auf diese Weise ergeben sich die in Tabelle 4 (Spalte 2) angegebenen Größen.

Die aktive Absorption läßt sich für jedes Spektralgebiet erheblich vergrößern, wenn dem Bromsilber sensibilisierende Farbstoffe zugesetzt werden (Abb. 1, Ziff. 5). Wie LESZYNSKI weiterhin fand, ergeben sich dann die in Tabelle 4

[1]) J. EGGERT u. W. NODDACK ZS. f. Phys. Bd. 43, S. 254. 1927.
[2]) W. NERNST u. W. NODDACK, Berl. Ber. 1923, S. 110.
[3]) W. LESZYNSKI, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 261. 1926.

(Spalte 3) zusammengestellten Werte; im Grün wurde mit Erythrosin, im Rot mit Pinachromviolett sensibilisiert. Es ist ausdrücklich darauf hinzuweisen, daß sich diese Angaben nur auf eine bestimmte Emulsion und auf bestimmte Farbstoffkonzentrationen beziehen; in gewissen Grenzen nimmt nämlich die Sensibilisation mit wachsender Farbstoffmenge zu. — Bei diesen Messungen wurde gleichzeitig versucht, eine Vorstellung über die Natur des Sensibilisationsvorganges zu gewinnen. Aus der Tatsache, daß jede Farbstoffmolekel mindestens bis zu 20mal imstande ist, ein Silberatom entstehen zu lassen, sowie aus der Tatsache, daß auch bei Farbstoffzusätzen, die an der Oberfläche der Körner verteilt sind, eine Ablagerung des Silbers im Innern der Körner stattfinden kann, wurde gefolgert, daß die Farbstoffmolekel nach Absorption eines $h\nu$ die Energie durch einen Stoß zweiter Art (wie bei der FRANCKschen sensibilisierten Fluoreszenz) an das Bromion weitergibt. Nach Ablauf dieses Vorganges ist die Farbstoffmolekel in den ursprünglichen Zustand zurückgekehrt und vermag ihn bei weiterer Energieaufnahme erneut zu veranlassen.

Tabelle 4. Die aktive Absorption einiger photographischer Schichten (in Prozent).

Spektralbereich (Å)	Unsensibilisiert	Sensibilisiert
4358	20,0	20,0
5500	$7 \cdot 10^{-2}$	1,7
6150	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$

Außer mit Farbstoffen läßt sich das Halogensilber auch durch Adsorption von Ionen sensibilisieren[1]), eine Erscheinung, mit deren eingehendem Studium sich besonders FAJANS und seine Mitarbeiter beschäftigt haben[2]). Nach einer Berechnung von K. F. HERZFELD[3]) ist die Arbeit, die das Licht bei dem Überführen eines Elektrons vom Bromion zum Silberion zu leisten hat, im Innern des Kristalls größer als an seiner Oberfläche, und hier wieder größer, wenn die Oberfläche frei, als dann, wenn sie adsorptiv mit Ionen besetzt ist. Im Einklang mit dieser Tatsache läßt sich Bromsilber, das mit Silberionen besetzt ist (ein Silberkörper), durch rotes Licht photolysieren, während reines Bromsilber bzw. Bromsilber, das mit Bromionen besetzt ist (Bromkörper), diese Erscheinung in weit geringerem Maße zeigt. Die Überlegenheit der Silberionen gegenüber den Bromionen deutet FAJANS durch die Tatsache, daß Silberionen wie auch Thalliumionen[4]) auf Br′ eine stärker deformierende Wirkung ausüben als umgekehrt [nachgewiesen an dem verschiedenen Absorptionsspektrum von Silber- und Bromkörpern[5]); ersterer hat eine verweißlichte, letzterer eine vertiefte gelbe Farbe im Vergleich zu reinem Bromsilber]. Die deformierende Wirkung des Silberions zeigt sich auch gegenüber gewissen Farbstoffanionen, deren Absorptionsspektrum sich unter dem Einfluß von Ag^+ vertieft; hierauf läßt sich einmal eine neuartige Titrationsmethode für Silber-Halogene gründen[6]), zum anderen erklärt jene Tatsache, warum das spektrale Wirkungsgebiet eines Farbstoffsensibilisators gegenüber dem Absorptionsspektrum der reinen Farbstofflösung nach dem Rot verschoben erscheint[7]). — In verwandter Richtung be-

[1]) Zuerst bei H. W. VOGEL erwähnt.
[2]) K. FAJANS und W. FRANKENBURGER, ZS. f. Elektrochem. Bd. 28, S. 499. 1922. Weitere Literaturangaben vgl. Beitrag K. FAJANS in J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 675.
[3]) K. F. HERZFELD, ZS. f. phys. Chem. Bd. 105, S. 329. 1923.
[4]) K. FAJANS u. W. STEINER sowie W. STEINER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 125, S. 275 u. 307. 1927.
[5]) L. FROMHERZ, Vortrag a. d. Deutschen Bunsenges. Dresden, Mai 1927.
[6]) K. FAJANS u. O. HASSEL, ZS. f. Elektrochem. Bd. 29, S. 495. 1923.
[7]) K. KIESER, Dissert. Freiburg 1904. Der Unterschied in der Lage von Absorptionsgebiet und Sensibilisierungsbezirk geht besonders gut aus Abb. 1 (Ziff. 5) hervor.

wegen sich Versuche von SCHAUM und SCHLESINGER[1]), die es sich zum Ziel setzten, die langwellige Zersetzungsgrenze einer Reihe von Metallhalogeniden mit der aus thermischen und elektrischen Daten berechneten Zerlegungsenergie zu vergleichen. Wenn auch zwischen diesen beiden Größen keine quantitative Übereinstimmung gefunden wurde, so geht doch aus den Befunden wenigstens größenordnungsmäßig hervor, daß die quantentheoretische Deutung dieser bisher ganz zusammenhanglosen Daten auf dem richtigen Wege ist.

Zu den Sensibilisationsvorgängen ist schließlich noch der von BECQUEREL[2]) (vor Entdeckung der Farbstoffsensibilisation) gefundene Effekt zu rechnen, daß gewisse Schichten, die für grünes Licht eine nur sehr geringe aktive Absorption besitzen (vgl. Abb. 9), eine um so mehr erhöhte Grünempfindlichkeit zeigen, je stärker sie vorher mit blauem Licht vorbelichtet wurden[3]). Das metallische Silber ersetzt also den sensibilisierenden Farbstoff, und zwar besonders bei den Auskopierschichten, bei denen die purpurgefärbte Silberabscheidung im Gegensatz zu normalen Trockenplatten eine charakteristische Grünabsorption zeigt; sehr wahrscheinlicherweise bewirkt auch das metallische Silber eine Deformation des Halogenions. Wie WEIGERT[4]) entdeckte und späterhin ZOCHER[5]) näher untersuchte, wird eine vorbelichtete Auskopierschicht durch nachträgliche Bestrahlung mit polarisiertem Licht dichroitisch. Die Abscheidung des hinzutretenden Silbers scheint demnach in gerichteter Form stattzufinden. Energetisch wird die sensibilisierende Wirkung des Silbers durch Überlegungen von FAJANS, FRANKENBURGER und HERZFELD[6]) wahrscheinlich gemacht, da die Auslösungsarbeit eines Elektrons in der Nachbarschaft eines Silberatoms geringer ist als in dessen Abwesenheit. Nach den experimentellen Befunden scheint jedoch diese Deutung nur für Auskopierschichten und nicht für normale Bromsilberschichten in Betracht zu kommen, die mit Farbstoffen sensibilisiert werden; unsensibilisierte Bromsilberschichten besitzen nämlich nach vorangegangener Belichtung keinen nachweisbaren Becquereleffekt[7]).

Die Fähigkeit des ausgeschiedenen Silbers, unter Umständen als sensibilisierende Substanz zu wirken, veranlaßte WEIGERT[8]) zur Aufstellung der Theorie, daß die Silberhalogenide selbst gar nicht die lichtempfindliche Komponenten sind, sondern daß die Lichtempfindlichkeit lediglich dem abgeschiedenen Silber zuzuschreiben sei. Gegen diese Theorie, mit deren Hilfe WEIGERT auch die Gültigkeit des Äquivalentgesetzes von EINSTEIN zu bestätigen glaubt, sind von verschiedenen Seiten[9]) Einwände erhoben worden.

Wahrscheinlich spielt, worauf auch ZOCHER hinweist, beim Becquereleffekt der Koagulationszustand (hier besonders die Form) des ausgeschiedenen Silbers eine maßgebende Rolle, zumal auch nur gewisse Schichtarten diese Erscheinung zeigen. Mit Sicherheit ist jedoch der Einfluß der Koagulation, d. h. der Einfluß der Verteilungsform des ausgeschiedenen Silbers auf den Ablauf des Entwicklungsvorganges festgestellt worden, worauf wir unter Ziff. 53 ausführlich zurückkommen werden.

[1]) L. SCHLESINGER, Dissert. Gießen 1927.

[2]) Historische Angaben vgl. J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 315.

[3]) Quantitative Messungen bei J. EGGERT u. W. NODDACK, ZS. f. Phys. Bd. 31, S. 933. 1925.

[4]) F. WEIGERT, Ann. d. Phys. Bd. 63, S. 681. 1920; ZS. f. Phys. Bd. 3, S. 437. 1920.

[5]) H. ZOCHER u. K. COPER, Berl. Ber. 1925, S. 426.

[6]) K. FAJANS, W. FRANKENBURGER u. K. F. HERZFELD, ZS. f. phys. Chem. Bd. 105, S. 273 u. 329. 1923.

[7]) J. EGGERT und W. NODDACK, ZS. f. Phys. Bd. 31, S. 934. 1925.

[8]) F. WEIGERT u. W. SCHÖLLER, Berl. Ber. 1921, S. 641.

[9]) J. M. EDER, Jahrb. f. Radioakt. Bd. 19, S. 71. 1922; LÜPPO-CRAMER, Photogr. Korresp. 1922, S. 49; J. EGGERT u. W. NODDACK, ZS. f. Phys. Bd. 31, S. 942. 1925.

c) Die Vorgänge bei der Entwicklung der Silberhalogenidschichten.

45. Die Natur des Entwicklungsvorganges im allgemeinen. Das gemeinsame Ergebnis der im vorigen Abschnitt behandelten Themen ist die gesicherte Tatsache, daß bei starken Belichtungen von Silberhalogenidschichten Silber gebildet wird. Will man nicht zu ganz neuen Hypothesen greifen, so muß man folgerichtig auch für schwache Belichtungen die Annahme machen, daß der Primärprozeß ebenfalls von einer Silberabscheidung begleitet ist, wenn auch der unmittelbare Nachweis jener unsichtbar geringen Substanzmengen bisher noch nicht gelungen ist. Da jedoch auch alle indirekten Methoden, die an das photographische Verhalten der Silberhalogenidschichten anschließen, übereinstimmend zu dem Schluß führen, daß das latente Bild aus Silber besteht, da ferner auch aus theoretischen Gründen diese Annahme als die einfachste anzusprechen ist, werden wir sie bei dem nachfolgenden Überblick als Ausgangspunkt benutzen.

Die an sich überraschende Tatsache, daß das latente Bild imstande ist, die Reduktion des Silberhalogenids durch gewisse Substanzen auszulösen, stellt die Grundlage dieses wichtigsten photographischen Verfahrens dar[1]). Vergleicht man die Silbermenge, die sich auf einer hochempfindlichen Bromsilberplatte durch eine so schwache Belichtung bildet, daß bei anschließender Entwicklung ein eben nachweisbarer Unterschied zwischen belichteten und unbelichteten Schichtstellen entsteht (die Masse dieses latenten Bildes kann leicht durch Extrapolation der Zahlen von Tabelle 3 gefunden werden) — vergleicht man also diese primäre Silbermenge mit derjenigen, die nach vollzogener Entwicklung vorliegt, so zeigt sich, daß der Reduktionsprozeß je nach der Art der betrachteten Schicht die ursprüngliche Silbermenge um den Faktor 10^7 bis 10^8 vergrößert. In höheren Gebieten der Schwärzungskurve ist dieser „Entwicklungsfaktor" zwar kleiner, indessen zählt der Negativprozeß dennoch zu denjenigen photochemischen Reaktionen, bei denen die Lichtwirkung (einschließlich Entwicklung) die höchsten Ausbeuteziffern erreicht (vgl. Bd. 23 dieses Handbuches, S. 626, Tabelle 5).

Da auch das unbelichtete Halogensilber vom Entwickler allmählich quantitativ in Silber[2]) übergeführt wird, eine Reaktion, die ihren Beginn im „Schleiern" unbelichteter Schichtstellen äußert, muß die Wirkung des latenten Bildes im Sinne einer Katalyse gedeutet werden: Belichtetes Silberhalogenid läßt sich schneller reduzieren als unbelichtetes. Hieraus folgt, daß für den Ablauf des Entwicklungsvorganges zwei Dinge besonders maßgebend sind: einerseits die katalytische Beschaffenheit des Primärsilbers und andererseits die kinetischen Eigenschaften des Entwicklers; erst in zweiter Linie steht das absolute Reduktionsvermögen des letzteren, wie es etwa zahlenmäßig durch sein Reduktionspotential gegen das Silberhalogenid zum Ausdruck kommt.

Über das Wesen der Katalyse kann bisher noch sehr wenig ausgesagt werden. Im Anschluß an die Silberkeimtheorie des latenten Bildes wurde wohl von OSTWALD[3]) eine Silberkeimtheorie der Entwicklung aufgestellt, die im einzelnen durch ABEGG[4]), SCHAUM[5]) u. a. einen weiteren Ausbau erfuhr, indessen

[1]) Spezielle Angaben vgl. bei A. H. NIETZ, The Theory of Development, Monographs of Kod. Co. Bd. 4, S. 215, Nr. 100. 1919/20.

[2]) Das entwickelte Silber zeigt nach R. BLUNCK u. P. P. KOCH, Ann. d. Phys. (4) Bd. 77, S. 477. 1925 ebenfalls das normale Raumgitter.

[3]) WI. OSTWALD, Lehrbuch der allgemeinen Chemie. 1. Aufl. 1893.

[4]) R. ABEGG, Arch. f. wiss. Photogr. Bd. 1, S. 15. 1899.

[5]) K. SCHAUM, Arch. f. wiss. Photogr. Bd. 1, S. 139. 1899.

haften dieser Theorie, wie VOLMER[1]) zeigte, derartige Schwierigkeiten an, daß sie durch andere Annahmen ersetzt werden muß. Die Silberkeimtheorie der Entwicklung geht davon aus, daß sich im Entwickler durch Reduktion des in Lösung gehenden Silberhalogenids eine übersättigte Lösung von elementarem Silber bildet, die das Metall spontan an solchen Stellen zur Abscheidung bringt, an denen das Licht einen (primären) Silberkeim geschaffen hat. Eine Stütze gewinnt die Theorie durch die Möglichkeit, das latente Bild nach vorangegangenem Fixieren „physikalisch" zu entwickeln, d. h. mit Hilfe von Gemischen aus Silbernitratlösung und gewissen Reduktionsmitteln, die das metallische Silber ebenfalls an den durch das Licht gebildeten Keimen niederschlagen (vgl. Ziff. 8). Der Entwicklungsvorgang wird im Sinne dieser Theorie zu einem Sonderfall der Auslösungsprozesse in übersättigten Systemen und ist als solcher lange Zeit betrachtet worden. Indessen kann das Primärsilber kaum die ihm hierbei zufallende Rolle des Kristallisationskeimes spielen, weil unmöglich anzunehmen ist, daß bei der Reduktion Lösungen metallischen Silbers von 2000facher Übersättigung vorliegen. VOLMER nimmt vielmehr in Analogie zu den von ihm untersuchten Reaktionen bei der Bildung von Metallspiegeln an, daß das Primärsilber vor allem den Reduktionsprozeß (den Abscheidungsvorgang also erst in zweiter Linie) im Sinne einer heterogenen Metallkatalyse beschleunigt. Welches hierbei der eigentliche Reaktionsmechanismus ist, bleibt allerdings noch ungeklärt.

46. Die verschiedenen Einflüsse auf die Gestalt und Lage der Schwärzungskurve. Soviel über die allgemeinen Vorstellungen, die man vom Entwicklungsvorgang gewonnen hat. Einzelheiten über diesen Prozeß werden wir an Hand der photographischen Schwärzungskurve besprechen, deren Aufstellung uns bereits an anderer Stelle beschäftigt hat (Ziff. 12, 13).

Die Gestalt der Schwärzungskurve entwickelter photographischer Schichten ist abhängig von

1. der Strahlungsgattung, die zur Belichtung dient, sowie von der Art, wie diese erfolgt (Kombination von Intensität und Zeit, sowie von verschiedenen Strahlenarten);
2. der Zusammensetzung des Entwicklers;
3. der Dauer der Entwicklung;
4. der Korngröße, der Korndichte (Kornzahl sowohl im cm³ Trockenemulsion als auch je cm² Schichtoberfläche) und dem Kornzustand (= Reifung und sonstige Einflüsse auf die Oberflächenbeschaffenheit der Körner, wie Adsorption von Br′, Sensibilisation, Desensibilisation).

Wir besprechen der Reihe nach diese verschiedenen Einflüsse.

47. Schwärzungskurve und Bestrahlungsart. Zur Aufnahme der Schwärzungskurve bedienten wir uns unter Ziff. 12 normaler künstlicher Lichtquellen, und zwar war dabei zunächst an eine im kurzwelligen Gebiet des sichtbaren Spektrums stattfindende Wirkung auf die photographische Schicht gedacht. Dieselbe Schwärzungskurve findet man für langwelligeres Licht, wenn die Schicht, wie in Ziff. 5 gezeigt, mit Farbstoffen sensibilisiert wird. Dagegen zeigt sich ein Unterschied in den erhaltenen Schwärzungskurven, wenn man die Schicht auf ihr Verhalten gegenüber blauem Licht und gegenüber energiereicherer Strahlung (z. B. Röntgenstrahlung) vergleicht[2]). Zu diesem Zweck ist in Abb. 12, abweichend von dem bisher geübten Gebrauch, an Stelle des Logarithmus der Exposition

[1]) M. VOLMER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 20, S. 189. 1921.

[2]) W. FRIEDRICH u. P. P. KOCH, Ann. d. Phys. Bd. 45, S. 399. 1914; R. GLOCKER u. J. TRAUB, Phys. ZS. Bd. 22, S. 345. 1921; W. BOTHE, ZS. f. Phys. Bd. 8, S. 243. 1922; A. BOUWERS, ebenda Bd. 14, S. 374. 1923.

der numerische Wert derselben als Abszisse gewählt. Einem Punkte, bei dem die Schwärzung der beiden durch dieselbe chemische Entwicklung gewonnenen Kurven übereinstimmt ($s = 0,5$), wurde willkürlich der nämliche Abszissenwert (Belichtungszeit $t = 60''$) zugeordnet. Verfolgt man von diesem Punkte aus die beiden Kurven nach kleineren Belichtungszeiten, so erkennt man einen charakteristischen Unterschied zwischen ihnen. Während die steilere Lichtkurve einen deutlichen „Durchhang" besitzt, verläuft die flachere Röntgenstrahlkurve mehr geradlinig. Ferner: Sieht man von der Schleierschwärzung ab, so mündet, wie die punktierten Linien zeigen, die Lichtkurve bei einem von Null verschiedenen Energiewert in die Abszisse, während die andere Kurve dem Koordinatenanfang zustrebt. Bei der logarithmischen Darstellung kommen diese Unterschiede nicht ganz so deutlich zum Ausdruck, weil ihre charakteristischen Anfänge verzerrt werden. Die Schwärzungskurve der α-Strahlen ist nahezu dieselbe wie die der Röntgenstrahlen[1]). Auf die Deutung des geschilderten Unterschiedes zwischen Licht und energiereicherer Strahlung, der übrigens bei physikalischer Entwicklung zurücktritt, kommen wir später zu sprechen.

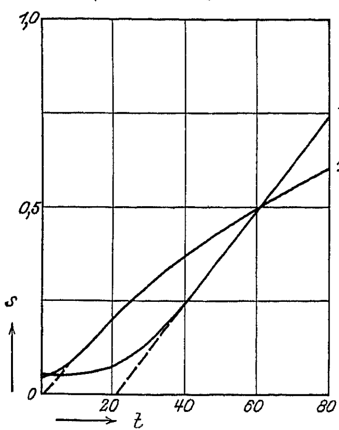


Abb. 12. Die schematischen Schwärzungskurven der gleichen Emulsion für Licht- (1) und Röntgenstrahlen (2). Bei der Belichtungszeit 60 liefern die beiden Strahlenarten den gleichen Schwärzungswert 0,5.

Neben der Strahlengattung ist für die Gestalt der Schwärzungskurve bei Lichtstrahlen [nicht bei Röntgen- und α-Strahlen[2])] von Bedeutung, in welcher Art eine bestimmte Lichtmenge auf die Schicht gelangt. Wie ABNEY[3]) und später SCHWARZSCHILD[4]) zeigten, erzeugt, gleiche Lichtmenge vorausgesetzt, in vielen Fällen hohe Intensität in kurzer Zeit eine größere Schwärzung, als geringe Intensität in langer Zeit; aber auch der umgekehrte Fall kommt vor. Das Reziprozitätsgesetz von BUNSEN und ROSCOE ist jedenfalls für den photographischen Prozeß mit Lichtstrahlen meistens nicht erfüllt, vielmehr gilt für gleiche Schwärzungen s die (empirische) Beziehung:

$$i_1 \cdot t_1^p = i_2 \cdot t_2^p,$$

wobei der Schwarzschildexponent p meist noch von der betrachteten Schwärzung abhängt und je nach der verwendeten Schichtart sehr verschiedene Werte annehmen kann (in der Regel 0,8 für unempfindliche bis 1,1 für empfindliche Schichten). Der Wert von p ist außerdem nicht selten von i abhängig [vgl. dieses Handbuch Bd. 23, S. 618[5])]. Für Röntgenstrahlen hat sich, wie gesagt, stets der Wert $p = 1$, d. h. die Geltung des Reziprozitätsgesetzes, ergeben.

Mit diesen Erscheinungen im Zusammenhang steht die ebenfalls von SCHWARZSCHILD entdeckte Tatsache, daß kontinuierliche Belichtung wirksamer ist als intermittierende, wiederum bei gleicher Lichtmenge (Intermittenzeffekt).

---

[1]) HILDE SALBACH, ZS. f. Phys. Bd. 11, S. 107. 1922. Beobachtungen z. T. richtig gestellt bei W. BOTHE, ebenda Bd. 13, S. 106. 1923.

[2]) H. KRÖNCKE, Dissert. Gießen u. Ann. d. Phys. Bd. 43, S. 687. 1914; R. GLOCKER, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. Bd. 31, S. 107. 1922.

[3]) R. ABNEY, Proc. Roy. Soc. Bd. 54, S. 143. 1893.

[4]) K. SCHWARZSCHILD, Photogr. Korresp. 1899, S. 171.

[5]) Für ein großes Belichtungsintensitäts- und Zeitintervall ist das Verhalten von p an einer hochempfindlichen Handelsplatte von H. ARENS und J. EGGERT (ZS. f. phys. Chem. Bd. 131, S. 297. 1927) bestimmt worden.

In gleicher Richtung liegen ferner der CLAYDEN[1])- und der VILLARD-Effekt[2]); hierunter versteht man die Tatsache, daß kurzwelliges ultraviolettes Licht oder Röntgenstrahlung nur dann mit sichtbarem Licht eine (ungefähr) additive Wirkung auf die photographische Schicht ausüben, wenn zuerst das sichtbare und dann das energiereiche Licht einwirkt; in umgekehrter Reihenfolge findet eine auffällige gegenseitige Vernichtung der schwärzenden Wirkung statt. Weiter gehört hierher der HERSCHEL-Effekt[3]), der in der Fähigkeit ultraroter Strahlen besteht, ein auf beliebige Art entstandenes latentes Bild unwirksam zu machen. Und schließlich zählt zu diesen Effekten, die zum Teil zeigen, daß die Strahlung den photographischen Prozeß in gewissem Sinne rückläufig beeinflussen kann und die daher den Namen „Umkehrerscheinungen" tragen, das Phänomen der Solarisation; hierunter versteht man die Erscheinung, daß die Schwärzungskurve bei allen Strahlengattungen von einem bestimmten hochliegenden Lichtwert ab, nach Erreichung eines Maximalwertes, abfällt, um dann bei noch stärkerer Belichtung wieder anzusteigen (zweite Umkehr). Auf alle diese Erscheinungen kommen wir in anderem Zusammenhange zurück (Ziff. 52).

48. Schwärzungskurve und Entwicklerzusammensetzung. Wegen des Einflusses der Entwicklerzusammensetzung auf die Schwärzungskurve sei zunächst auf die unter Ziff. 8 und 13 gemachten Angaben verwiesen. Betrachten wir die Schwärzungskurve für γ_∞ (Abb. 3, Ziff. 13), so läßt sich sagen, daß die Kurvenformen verschiedener Entwickler zwar nicht identisch sind und auch in der Praxis unterschiedlich gewertet werden; im großen und ganzen aber sind die Abweichungen nur gering, außer bei der physikalischen Entwicklung nach dem Fixieren, die eine andere Kurvenform ergibt, und die erst bei 5- bis 10mal stärkerer Exposition der Schicht die Wirkung der chemischen Entwicklung erreicht[4]). — Möglichenfalls steht die verwandte Wirksamkeit chemischer Entwickler mit der Tatsache in Zusammenhang, daß die organischen Entwicklersubstanzen (meist Benzolderivate) in der Regel folgende beiden Eigenschaften gemeinsam haben: Sie enthalten mindestens zwei substituierte OH- oder NH_2-Gruppen; diese Substituenten befinden sich am Kern stets in para- oder ortho-Stellung, während die meta-Verbindungen keine Entwicklungsfähigkeit aufweisen[4]). Für anorganische Entwicklersubstanzen, zu denen fast ausschließlich die organischen Salze des zweiwertigen Eisens zählen, fehlt eine analoge Regel, eine auswählende Konstitutionseigenschaft dürfte jedoch auch hier vorliegen, denn Zinnchlorür z. B. ist keine Entwicklersubstanz, obwohl seine Oxydation auch nur in der Aufnahme von Ladungen besteht[5]).

49. Schwärzungskurve und Entwicklungsdauer. Wie bereits Abb. 3 von Ziff. 13 zeigte, hängt die Gestalt der Schwärzungskurve in hohem Maße von der Dauer der Entwicklung ab, wobei zu bedenken ist, daß die Lage jener Kurvenschar, d. h. die allmähliche zeitliche Aufrichtung der Schwärzungskurve für jeden Entwickler und seine Zusammensetzung individuell ist, während die Lage der Schwärzungskurve bei beendeter Entwicklung, wie wir im vorangehenden Absatz betonten, für verschiedene Entwickler annähernd die gleiche ist. Es ist vielfach versucht worden, die Ansätze der klassischen chemischen Kinetik und des Massenwirkungsgesetzes auf den Entwicklungsvorgang anzu-

[1]) J. M. EDERS Jahrb. 1900, S. 532; weitere Literatur bei J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 608.
[2]) K. SCHAUM u. E. LANGERHANSS, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 23, S. 1. 1925.
[3]) Historisches bei W. LESZYNSKI, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 275. 1926.
[4]) Vgl. z. B. W. MEIDINGER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 114, S. 89. 1925.
[5]) A. SEYEWETZ, Le Devel. de l'image latente en phot. 1899, S. 18 u. 31.

wenden[1]), teils um die Schwärzung s einer Schicht bei einer bestimmten Entwicklungszeit in Abhängigkeit von der Belichtungszeit darzustellen, teils um die Größe s bei einer gegebenen Exposition als Funktion der Entwicklungszeit zu formulieren. Diese Bemühungen haben jedoch mit Ausnahme der später erwähnten Ergebnisse für spezielle Fälle nur formale Erfolge gehabt und lediglich zu Beziehungen mit relativ engem Geltungsbereich geführt. Der Grund für das Versagen exakter kinetischer Ansätze ist in der Tatsache zu suchen, daß sich bei der betrachteten heterogen katalysierten Reaktion zahlreiche Einflüsse verschiedenster Natur überlagern. Einmal ist, wie wir noch sehen werden, die individuelle Beschaffenheit der Körner allein schon von zahlreichen Größen abhängig und innerhalb einer Schicht ungleichmäßig; ferner erwies sich das vom Licht abgeschiedene Silber je nach den Belichtungsbedingungen von äußerst unterschiedlicher katalytischer Wirksamkeit. Und hierzu kommt schließlich, daß je nach der Dicke der Schicht und abhängig von dem gegenseitigen Verhältnis von Silberhalogenid und Bindemittel der Entwickler senkrecht zur Schichtoberfläche ein bestimmtes Konzentrationsgefälle besitzt, das einerseits durch das Quellungsvermögen[2]) des Bindemittels und andererseits durch die Diffusionsgeschwindigkeiten der eindringenden Entwicklerlösung und der austretenden Reaktionsprodukte gegeben ist[3]). Die Rolle der Quellung geht z. B. daraus hervor, daß eine vor dem Entwickeln in reinem Wasser kurze Zeit gequollene Schicht einen anderen zeitlichen Verlauf der Entwicklung zeigt als die gleiche Schicht in ungequollenem Zustande. Andererseits erkennt man den Einfluß der Reaktionsprodukte des Entwicklungsvorganges (z. B. den der gebildeten Br-Ionen) daran, daß die Entwicklung durch einen Zusatz von Br-Ionen zur Entwicklerlösung verzögert wird. Bei geringen Mengen ist die Verzögerung dem Logarithmus der Br′-Konzentration proportional, für größere Br′-Zusätze konvergiert die Verzögerung gegen einen Grenzwert[4]). Der Einfluß der Guß- oder Schichtdicke äußerst sich schließlich in der Tatsache, daß eine Schicht bestimmter Dicke unter sonst gleichen Belichtungsbedingungen (auch bei Röntgenstrahlen [vgl. Ziff. 31]) mehr als halb so wirksam ist als die doppelt so dick gegossene Schicht; die praktischen Vorzüge des doppelseitig begossenen Röntgenfilms gegenüber einem solchen, der gewissermaßen beide Schichten zusammen auf einer Seite trägt, beruht also auf den genannten Eigenschaften des Entwicklungsvorganges. — Die Verhältnisse gestalten sich, wie wir noch sehen werden, beträchtlich übersichtlicher, wenn man Systeme betrachtet, die im Gegensatz zu den Handelsplatten nur eine Kornschicht enthalten (Einschichtplatten). Nur in diesen Fällen ist es für besondere Versuchsbedingungen gelungen, Deutungen allgemeinerer Natur aufzufinden

50. Schwärzungskurve und Korneigenschaft. — Reifung. Betrachtet man den Entwicklungsvorgang unter dem Mikroskop, so erkennt man für die zeit-

---

[1]) F. HURTER u. V. C. DRIFFIELD, Journ. Soc. chem. Ind. Bd. 9, S. 445. 1890; F. E. ROSS, Journ. Opt. Soc. Amer. Bd. 4, S. 255. 1920; L. SILBERSTEIN, Phil. Mag. Bd. 45, S. 1062. 1923; S. E. SHEPPARD u. A. P. H. TRIVELLI u. E. P. WIGHTMAN, Trans. Faraday Soc. Bd. 19, S. 296. 1923; C. E. K. MEES, Journ. Frankl. Inst. Bd. 195, S. 1. 1923; P. K. HELMICK, Phys. Rev. Bd. 17, S. 135. 1921.

[2]) Vgl. z. B. J. EGGERT u. W. NODDACK, Naturwissensch. Bd. 15, S. 63. 1927.

[3]) Hierher gehören auch zwei bei der Entwicklung beobachtete Effekte, die von SABATIER (1858) und von EBERHARD gefunden wurden. Der Sabatiereffekt besteht in der Umkehrung eines Bildes, wenn die Schicht während der Entwicklung belichtet wird; die eindeutige Erklärung des Phänomens steht noch aus. — Der Eberhardeffekt (Photogr. Korresp. 1922, S. 15) äußert sich in einer Aufhellung von Bildstellen in der Nachbarschaft scharf konturierter starker Schwärzungen. Die Erscheinung beruht auf der Verarmung an Entwicklersubstanz und der Abspaltung von Br′.

[4]) S. E. SHEPPARD u. C. E. K. MEES, Theorie d. Phot. Prozesses. S. 123 sowie W. MEIDINGER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 114, S. 93. 1925.

liche Zunahme der (bisher nur „mikroskopisch" betrachteten) Schwärzung zwei Gründe. Einmal wächst die Anzahl der reduzierten Körner mit wachsender Zeit und zweitens schreitet die Reduktion jedes einzelnen Kornes fort. Diesen Verlauf erkennt man aus Abb. 13, die den Zustand der Körner vor, während und nach beendeter Entwicklung darstellt[1]). Insbesondere haben verschiedentliche Untersuchungen gelehrt, daß ein Entwickler, wenn er erst einmal ein Korn ergriffen hat, die Reduktion desselben vollständig zu Ende führt, ohne daß benachbarte Körner mit erfaßt werden, es sei denn, es liegen kristalline Verwachsungen vor[2]). Ein Korn wird also vom Entwickler ganz oder gar nicht reduziert und kann somit als das Element des photographischen Prozesses aufgefaßt werden. Die Kinetik dieses Vorganges bildet, wie der vorangehende

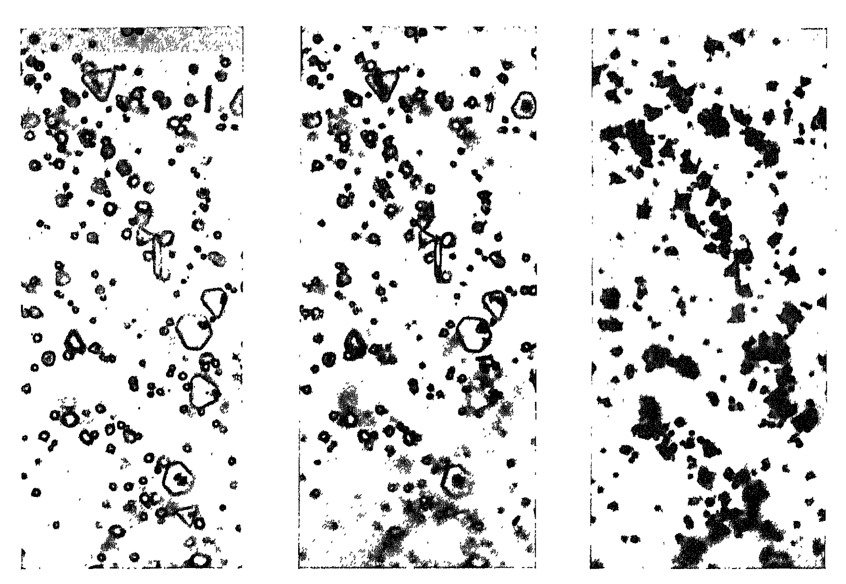


Abb. 13. Vergrößerung (1500fach) von unentwickelten, kurz entwickelten und ausentwickelten Bromsilberkörnern.

Absatz lehrte, einen wesentlichen Anteil an dem zeitlichen Verlauf des gesamten Entwicklungsprozesses. Insbesondere leuchtet ein, daß die Gestalt der Schwärzungskurve von den individuellen Eigenschaften der Silberhalogenidkörner abhängt: 1. Korngröße, 2. Kornzahl, 3. Kornzustand. Diese drei Größen werden in weitestem Maße durch die Art der Emulsionsherstellung reguliert, wobei zu unterscheiden ist zwischen der Fällung des Silbersalzes und seiner nachfolgenden Reifung. Wegen des Verhaltens von Korngröße und Kornzahl verweisen wir auf Ziff. 38/39, während wir auf die Bedeutung des Kornzustandes, worunter alle Beeinflussungsmöglichkeiten der Kornoberfläche (Phasengrenzfläche zwischen Silberhalogenid und Bindemittel) zu verstehen sind, noch näher einzugehen haben. Wirkt die Anwesenheit des Bindemittels auf die Fällung des Silberhalogenids im Sinne einer Ermöglichung des photographischen Prozesses an sich schon (nachträgliches „Peptisieren" bindemittelfrei gefällten Silberhalogenids in Gelatine ersetzt jene Fällungsmethode durchaus nicht), so wird der Einfluß des Bindemittels besonders augenfällig, wenn man die Emulsion

[1]) Auch diese Bilder stammen aus E. Mankenberg, Dissert. Dresden 1925.

[2]) The. Svedberg, Kolloidchemie, übersetzt von H. Finkelstein. Acad. Verlagsges. S. 62. Leipzig 1925.

einer nachträglichen Digestion bei hoher Temperatur unterwirft; bei diesem Vorgang spielen sich am Silberhalogenid Prozesse ab, die man unter dem Begriff „Reifung“ zusammenfaßt, und die im allgemeinen von einer beträchtlichen Empfindlichkeitssteigerung begleitet sind. Sie kann vier Gründe haben:

1. Es kann, namentlich bei Gegenwart von Lösungsmitteln für das Halogensilber (Br′oder NH_3), ein Wachstum der größeren Kristalle auf Kosten der kleineren stattfinden. Diese Möglichkeit wurde lange Zeit als der einzige bei der Reifung stattfindende Vorgang angesehen (Ostwaldreifung); es dürfte ihm jedoch in der Praxis nur eine untergeordnete Rolle zukommen, da zwei Schichtarten mit gleicher Korngröße sich leicht um mehr als den Faktor 10 in der Empfindlichkeit unterscheiden können.

2. Es kann bei Gegenwart reduzierender Stoffe (aus der Gelatine stammend) bereits auf chemischem Wege eine spurenweise Bildung von Silber an der Oberfläche der Körner stattfinden. Auf diese Möglichkeit, die den Reifprozeß gewissermaßen als eine teilweise Vorarbeit für den nachfolgenden Belichtungsvorgang auffaßt, hat zuerst LÜPPO-CRAMER hingewiesen[1]).

3. Es können die in der Gelatine enthaltenen schwefelhaltigen organischen Substanzen bei der Digestion an der Oberfläche der Silberhalogenidkörner Schwefelsilber oder andere schwer lösliche Silberverbindungen erzeugen. Diese Feststellung machten 1925 gleichzeitig: SHEPPARD und PUNNETT, ferner LUTHER und MANKENBERG, sowie MATTHIES, DIETERLE, WULFF und WENDT[2]). Hiernach kommt mithin, da verschiedene Gelatinen im gleichen Emulsionsprozeß eine ganz verschiedene Wirksamkeit aufweisen, der Gelatine neben der reinen Trägereigenschaft auch die Produktion von Substanzen zu, die die Kornoberfläche chemisch beeinflussen.

4. Es kann bei der Digestion eine Änderung in der Adsorption der gleichzeitig anwesenden Elektrolyte (z. B. der Br-Ionen) stattfinden, von deren Menge das photographische Verhalten in hohem Maße abhängt, normalerweise sind die Körner der im Handel befindlichen Schichten mit Br-Ionen besetzt[3]).

Soviel über die Veränderungen des Silberhalogenids und vor allem seiner Oberfläche, die während der Reifung stattfinden. Außerdem läßt sich die Phasengrenzfläche auch noch auf anderem Wege und mit anderen Mitteln beeinflussen. Hierher gehört vor allem die Wirkungsweise der unter Ziff. 5 genannten Farbstoffe, die die Fähigkeit besitzen, dem Korn eine Lichtempfindlichkeit für grünes und rotes Licht zu verleihen. Diese Farbstoffe werden, wie schon unter Ziff. 44 erläutert, je nach ihrer Adsorbierbarkeit an der Kornoberfläche festgehalten, ähnlich wie die Ionen zugesetzter Elektrolyte, die ebenfalls imstande sind, eine gesteigerte Empfindlichkeit des Halogensilbers für langwelliges Licht hervorzurufen. Hierzu ist auch die Wirkung von Cl′ und J′ beim Emulsionsprozeß zu rechnen, die den Charakter der Emulsion — oft durch Beeinflussung der Kornoberfläche — entscheidend beeinflussen. Desgleichen wirken die meisten Schwermetallsalze stark auf die Emulsion, meist in desensibilisierendem Sinne; so vernichten selbst Spuren von Kupfer und Quecksilbersalzen die Empfindlichkeit der Emulsion fast vollständig. Auch die von LÜPPO-CRAMER gefundenen Desensibilisatoren (Ziff. 11), die ebenfalls imstande sind, die Lichtempfindlichkeit der Körner zu vermindern, beeinflussen die Kornoberfläche, denn schon ein

---

[1]) LÜPPO-CRAMER, Photogr. Mitt. 1909, S. 328; Näheres J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 9.

[2]) S. E. SHEPPARD in J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 471; MANKENBERG, Diss. Dresden; D.R.P. Anm. A. 45574 VI/57b (8) v. 25. 7. 25.

[3]) A. LOTTERMOSER, Journ. f. prakt. Chem. Bd. 72, S. 39. 1905; Bd. 73, S. 374. 1906; K. FAJANS u. W. FRANKENBURGER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 105, S. 255. 1923.

Baden fertiger Schichten in solchen Farbstofflösungen genügt, um diese Wirkung zu erzeugen. Bei diesen Substanzen ist übrigens streng zu unterscheiden zwischen Desensibilisatoren, die bei ihrer Wirkung auf die Kornoberfläche ein bereits vorhandenes latentes Bild unbeeinflußt lassen (Phenosafranin, Pinacryptolgelb, Methylenblau), und solchen, die nicht nur die Empfindlichkeit der Schicht verringern, sondern auch ein fertiges latentes Bild vernichten [chemische Desensibilisatoren: Chromsäure, Ferrizyankalium[1])]. Das Wesen der Desensibilisation durch Metalle ist unsicher. Ferner sei erwähnt, daß unter der erstgenannten Gruppe von Desensibilisatoren solche vorkommen, die das unbelichtete Korn bei der Entwicklung unverändert lassen (Phenosafranin), neben anderen, bei deren Gegenwart das Silberhalogenid je nach der Menge des Zusatzes beim Entwickeln schleiert, als sei es belichtet worden [Methylenblau[2])]. Die Fähigkeit, auf photographischen Schichten Schleier zu erzeugen, jedoch ohne wesentliche Desensibilisationswirkung, ist übrigens einer ganzen Reihe von Stoffen, meist Reduktionsmitteln, eigen [Wasserstoffsuperoxyd[3]), arsenige Säure[4]), Terpentin u. a.].

d) Die Deutung der photographischen Schwärzungskurve.

51. Die Schwärzungskurven der α- und Röntgenstrahlen. Nachdem wir im vorangehenden Absatz einen Überblick über die zahlreichen Größen gegeben haben, von denen die Lage und die Gestalt der Schwärzungskurve abhängt, wollen wir zu zeigen versuchen, auf welche Weise für die vielgestaltigen Erscheinungen, die sich am photographischen Prozeß beobachten lassen, eine Deutung angebahnt worden ist.

Es ist schon darauf hingewiesen worden, daß sich derartige Erklärungsversuche nicht auf die Schichten beziehen können, denen man normalerweise im Handel begegnet, weil die Phänomene hier durch allerlei Sekundärerscheinungen getrübt werden; vielmehr sind die nachfolgend beschriebenen Betrachtungen vorwiegend an Schichten angestellt worden, bei denen die Körner nur nebeneinander und nicht übereinander gelagert sind (Einkornschichten). Bei solchen Schichten läßt sich die durch eine Bestrahlung und nachfolgende Entwicklung erzeugte Schwärzung nicht mehr gut verfolgen. Da aber die Schwärzung s, die sie verursachende Silbermenge und die Anzahl N der entwickelten Körner einander proportional sind, kann man die Untersuchung der Schwärzungskurve mit gleichem Recht an der „Kornzahlkurve" anstellen (Ziff. 12).

Unter Anwendung dieser Methoden hat sich herausgestellt, daß die Gestalt der Schwärzungskurve der α-Strahlen die einfachste Deutung erlaubt. Jedes auf die Schicht treffende α-Teilchen zeichnet seinen Weg durch eine Kette entwickelbarer Körner auf, wie dies in Abb. 14 erkennbar ist. Je nach der Korngröße und der Korndichte in der Schicht zählt die Kette bis zu 15 Körnern (in normalen Handelsplatten). Die auf der Platte hervorgerufene Anzahl von Silberkörnern (abzüglich der „Schleierkörner") ist demgemäß proportional der Anzahl aufgetroffener α-Teilchen, jedenfalls solange die Zahl der α-Strahlen gering ist gegenüber der Gesamtzahl der Körner N_0 in der Schicht (beides pro Quadrat-

[1]) Vgl. auch die Gegenüberstellung in J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 686.

[2]) J. EGGERT u. J. REITSTÖTTER, Kolloid-ZS. Bd. 36, S. 298. 1925.

[3]) W. CLARK, Brit. Journ. of Phot. 1923, S. 717, u. E. P. WIGHTMAN u. R. F. QUIRK, Phot. Ind. Bd. 25, S. 997 u. 1021. 1927.

[4]) W. CLARK, Photogr. Journ. Mai u. August 1923/1924; vgl. jedoch LÜPPO-CRAMER Phot. Ind. 1923, S. 456; 1924, S. 1007.

zentimeter gerechnet). Infolge der Einfachheit dieses Vorganges läßt sich für die zur Zeit t erreichte Kornzahl N (cm^{-2}) die Gleichung aufstellen

$$N = N_0 \cdot (1 - e^{-kt}),$$

wobei die Konstante k die Anzahl der α-Teilchen darstellt, die das Korn pro Sekunde treffen. Diese Exponentialfunktion konnte in der Tat experimentell von verschiedenen Autoren bestätigt werden. Insbesondere konnte SVEDBERG durch Abzählung der Entwicklungsansatzstellen, die sich bei Unterbrechung des Entwicklungsvorganges unter dem Mikroskop erkennen lassen, beweisen, daß jene Keime in der Tat nach der Wahrscheinlichkeit verteilt sind[1]):

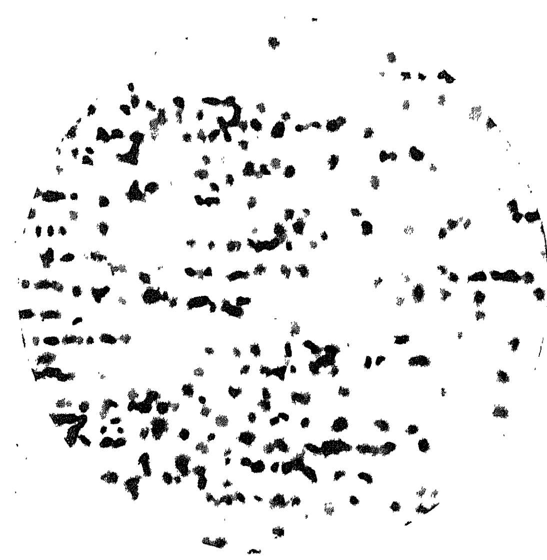


Abb. 14. Entwickelte Bromsilberschicht (in 1500facher Vergr.), auf die ein Bündel von α-Strahlen gewirkt hat. Jedem α-Teilchen entspricht eine Kette von 1—15 Bromsilberkörnern.

Die Form der Exponentialkurve für die Kornzahl oder Schwärzung betrachteten wir bereits in Abb. 12, die allerdings mit Hilfe von Röntgenstrahlen erzeugt war. Aber auch diese Energieart folgt im wesentlichen der genannten Gesetzmäßigkeit und zwar deshalb, weil, quantentheoretisch betrachtet, in beiden Fällen die Energiemengen, die am Elementarvorgang der Belichtung beteiligt sind, ausreichen, um bei jedem Treffer ein Korn entwickelbar zu machen. Wir fanden nämlich unter Ziff. 43, daß pro α-Teilchen etwa $5 \cdot 10^4$ Silberatome, pro Röntgenquant etwa 1000 Silberatome in Freiheit gesetzt werden. Im ersten Falle entsteht das Silber an wenigen Körnern, im zweiten Falle an einem Korn, wie sich durch Vergleich der Anzahl absorbierter Röntgenquanten mit der Anzahl entwickelter Bromsilberkörner für verschiedene Schichtarten ableiten ließ[2]).

52. Die Schwärzungskurven der Lichtstrahlen[3]). Ganz anders verhält sich dagegen die Wirkung des sichtbaren Lichtes. Hier entstehen die Silberatome regellos in den Körnern, und zwar einzeln und unabhängig voneinander. Da nun der Entwickler nur die Oberfläche des Kornes besetzt, der Reduktionsvorgang also auch nur durch ein an der Oberfläche befindliches Silberatom katalysiert werden kann, so ist zu erwarten, daß nur ein kleiner Teil der entstandenen Silberatome in Tätigkeit tritt. Bei α-Strahlen fand diese Beschränkung nicht statt, weil jedes getroffene AgBr-Korn an der Einschuß- und Ausschußstelle des α-Strahles genügend Silberatome trägt, um die Entwicklung einzuleiten; ähnlich lag der Fall bei den Röntgenstrahlen.

---

[1]) THE. SVEDBERG u. ANDERSSON, Photogr. Journ. Bd. 61. 1921; THE. SVEDBERG, ebenda Bd. 62, S. 310. 1922; Derselbe, Kolloid-ZS. Leipzig 1925, übersetzt von H. FINKELSTEIN, S. 60—71; W. MEIDINGER, ZS. f. phys. Chem. Bd. 114, S. 89. 1925.

[2]) J. EGGERT u. W. NODDACK, ZS. f. Phys. Bd. 43, S. 254. 1927.

[3]) Dieser Absatz ist z. T. entlehnt aus J. EGGERT u. W. NODDACK, Die Naturwiss. Bd. 15, S. 57. 1927.

In der Tat konnte gezeigt werden, daß in der Nähe der Schwelle auf etwa 300 absorbierte Quanten blauen Lichtes ein AgBr-Korn entwickelt wird[1]). Andererseits zeigt der Vergleich zwischen den an der Oberfläche und den im Innern des Korns gelegenen AgBr-Molekeln etwa das gleiche Zahlenverhältnis 1:300.

Führt man dieselbe Betrachtung bei höheren Schwärzungen durch, so ergibt sich, daß das Verhältnis $\frac{\text{Kornzahl}}{\text{Anzahl absorb. Quanten}}$, das sich an der Schwelle zu 1:300 ergab, veränderlich ist. Hieraus folgt, daß neben dem Verhältnis $\frac{\text{Molekelzahl an der Oberfläche des Kornes}}{\text{Molekelzahl im Innern des Kornes}}$, das ein Kennzeichen für die Gestalt und die Größe des Kornes ist, noch eine andere Korneigenschaft von Einfluß ist. Diese zweite Korneigenschaft dürfte in der Fähigkeit des Kornes zu suchen sein, mit Hilfe des Lichtes mehr oder weniger geeignete Keime für den nach folgenden Entwicklungsvorgang entstehen zu lassen. Für α- und Röntgenstrahlen ist im Gegensatz zum Licht diese zweite Korneigenschaft belanglos.

Unter einem „Keim" versteht man allgemein eine kleine Substanzmenge, die eine heterogene Reaktion auszulösen vermag. In unserem Falle handelt es sich um eine kleine Silbermenge, die den Reduktionsvorgang des Bromsilberkornes ermöglicht. Über die absolute Größe der auslösenden Substanzmenge sagt der Begriff „Keim" nichts aus. Bei den α-Strahlen, die, wie berichtet, an jedem Korn mehrere Tausend Ag-Atome erzeugen, ist der Keim wohl stets ziemlich groß; das gleiche gilt vermutlich für die Röntgenstrahlen. Bei den Lichtstrahlen sieht es dagegen nach unserer früheren Betrachtung so aus, als ob der Keim unter Umständen — nämlich für kleine Lichtmengen — sogar nur von einem Ag-Atom gebildet werden kann. Bedenkt man jedoch, daß auch unbelichtete Körner gelegentlich reduziert werden (Schleier), also offenbar einen Keim enthalten, so wird man zu dem Schluß geführt, daß das eine vom Licht gelieferte Ag-Atom zur Vervollständigung eines nahezu fertigen Silberkeimes dient[2]). Das bereits vor der Belichtung vorhandene Silber entsteht wahrscheinlich (wie oben geschildert) bei der Reifung[3]). Danach ist die Entwickelbarkeit eines Kornes durch die Anwesenheit eines Keimes von „kritischer" Größe bedingt. Diese kritische Keimgröße, die sich aus Reifsilber und Lichtsilber zusammensetzt, wird um so leichter erreicht werden, je größer die pro Korn entfallende Quantenzahl ist. Für α- und Röntgenstrahlen wird die kritische Keimgröße in jedem Falle unabhängig von der Reifsilbermenge erreicht.

Dieser Zusammenhang erklärt, warum die Schwärzungskurve der Lichtstrahlen anders ist als diejenige der α- und Röntgenstrahlen (vgl. Abb. 12). Zur näheren Erläuterung dieser Tatsache wollen wir für einen Augenblick die Annahme machen, daß alle Körner mit der gleichen Menge Reifsilber versehen sind, die so groß sein soll, daß nur eine ganz geringe Menge von photolytisch gebildetem Silber notwendig ist, um den Keim kritischer Größe herzustellen. Wird eine derartige Schicht belichtet, so ist klar, daß eine Schwärzungskurve entstehen müßte, die derjenigen der α- und Röntgenstrahlen ähnlich ist, also eine e-Funktion darstellt. Da nun aber die Lichtkurve anders gestaltet ist, folgt hieraus, daß unsere Annahme über die gleichmäßige Verteilung des Reifsilbers auf allen Körnern nicht zutrifft. Diese Folgerung ist auch sehr verständlich, denn es ist zu erwarten, daß bei dem Reifvorgange die Verteilung des Reifsilbers

---

[1]) J. EGGERT u. W. NODDACK, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1921, S. 631.

[2]) S. E. SHEPPARD, A. P. H. TRIVELLI u. R. P. LOVELAND, Journ. Frankl. Inst. Bd. 200, S. 51. 1925.

[3]) LÜPPO-CRAMER, Photogr. Mitt. 1909, S. 328.

auf den einzelnen Körnern ungleichmäßig geschieht, und zwar wird sie analog einer MAXWELLschen Verteilungsfunktion erfolgen, ähnlich wie die Körner einer Emulsion auch nicht alle gleich groß sind, sondern einer Größenverteilung nach MAXWELL gehorchen (vgl. Ziff. 39). Es wird demgemäß eine geringe Anzahl von Körnern geben, die schon ohne Belichtung entwicklungsfähig sind (Schleier). Eine weitere geringe Anzahl von Körnern wird auf ein Quantum $h\nu$ ansprechen. Durch zwei Quanten wird, der Gestalt der MAXWELLschen Kurve gemäß, eine Zahl von Körnern entwickelbar gemacht werden, die mehr als doppelt so groß ist als die von einem Quantum hervorgebrachte. Dieser „superproportionale" Anstieg, der durch Überlagerung der einzelnen e-Funktionen mit den verschiedenen Quantenempfindlichkeiten 1, 2, 3 usf. entsteht, ist es, der die Gestalt der Lichtkurve auszeichnet. — Alle diese Vorstellungen sind durch das Verhalten der Schichten gegenüber Chromsäure gestützt[1]).

Die Annahme, daß auf einem Bromsilberkorn vor der Belichtung schon eine gewisse Menge Reifsilber vorhanden ist, erklärt damit auch, warum unter günstigen Umständen ein Korn schon von einem $h\nu$ entwickelbar gemacht wird. Dies ist der Fall nämlich dann, wenn nur ein einziges durch Licht entstehendes Ag-Atom erforderlich ist, um zusammen mit dem Reifsilber einen Keim von kritischer Größe zu schaffen[2]). Unter ungünstigen Umständen brauchen jedoch (wie der Versuch lehrte) selbst 1000 absorbierte Quanten nicht das gleiche Ziel zu erreichen. Zu solchen ungünstigen Fällen gibt einmal der Mangel an Reifsilber Veranlassung, andererseits sind sie durch die bereits erwähnte ungünstige Lage der entstehenden Ag-Atome im Korninnern begründet.

In der bisherigen Deutung ist zunächst nur die Reifungsart herangezogen worden, bei der das Bromsilberkorn (teilweise) reduziert wird, bei der sich also Reifsilber bildet. Die übrigen Arten der Reifung sind jedoch mit den genannten Anschauungen ebenfalls im Einklang. Dies gilt erstens für den Reifvorgang, der in einer Kornvergrößerung besteht; denn mit wachsender Korngröße erhöht sich der Beitrag an Lichtabsorption, den ein entwickeltes Korn zu der Gesamtschwärzung der entwickelten Schicht liefert. Dies gilt ferner für den Reifungsvorgang, bei dem sich an der Oberfläche der Körner Schwefelverbindungen des Silbers abscheiden, wobei angenommen wird, daß diese Abscheidungen in ähnlicher Weise wirken wie das durch den Reduktionsprozeß gebildete Silber. Auch der an letzter Stelle genannte Reifungsvorgang, bei dem sich das Adsorptionsgleichgewicht der anwesenden Ionen (namentlich Br') zwischen Kornoberfläche und freier Lösung ändert, fügt sich in das gezeichnete Bild befriedigend ein wenn man jener Adsorptionsschicht[3]), die bis zu einer einmaligen Besetzung der Oberfläche mit Br' anwachsen kann, zwei Funktionen zuschreibt: einmal scheint sie an der Keimbildung wesentlich beteiligt zu sein, wofür u. a. das abweichende Verhalten mehr oder weniger Br'-haltiger Schichten hinsichtlich der Umkehrerscheinungen spricht, und zum anderen dürfte sie beim katalytischen Mechanismus des Entwicklungsvorganges eine entscheidende Rolle spielen (vgl. Ziff. 45 u. 49).

---

[1]) S. E. SHEPPARD, E. P. WIGHTMAN u. A. P. H. TRIVELLI, Journ. Frankl. Inst. Bd. 196, S. 653. 1923. Näheres hierüber vgl. W. MEIDINGER, Handbuch der phys. Optik. Bd. II, S. 1, 47 u. 48. Leipzig: J. A. Barth 1927.

[2]) Dies geschicht im wesentlichen in der Gegend der photographischen Schwelle, unterhalb der man belichtete und unbelichtete Stellen der Platte mit dem Auge nicht mehr voneinander unterscheidet. Diese Erscheinung ist physiologisch zu deuten, denn andere Methoden (Thermosäule, Kornzählung, Silberbestimmung) gestatten die Unterschreitung der Schwelle (W. NODDACK, F. STREUBER u. H. SCHEFFERS, Sitzungsber. Preuß. Akad. d. Wiss. Berlin 1922, S. 210).

[3]) Über die Anzahl der am Silberbromidteilchen unter verschiedenen Fällungsbedingungen adsorbierten Bromionen vgl. die Dissert. von A. STREHLOW, Berlin 1928.

53. Die Koagulationstheorie des latenten Bildes. Alle diese Vorstellungen über die Wirkung des durch Licht gebildeten, für die Entwicklung erforderlichen Silberkeimes, an dem sich entweder das bei der Reifung erzeugte Silber oder Schwefelsilber beteiligt, und dessen Bildung außerdem von der Ionenbesetzung der Phasengrenzfläche abhängt, beruhen indessen noch auf einer grundlegenden Annahme, die wir schon unter Ziff. 42 berührten und auf die wir nun noch einmal zurückkommen. Diese Annahme beantwortet die Frage, auf welche Weise es möglich ist, daß das vom Licht gebildete Silber zusammen mit dem durch die Reifung entstandenen Silber oder Schwefelsilber einen gemeinsamen Entwicklungskeim aufzubauen imstande ist. Will man die Heranziehung neuer Hypothesen vermeiden, so bleibt nichts anderes übrig als anzunehmen, daß auch im Gebiete des latenten Bildes das photolytisch freigemachte Silber (oder das primär vom Br′ losgelöste Elektron) die Eigenschaft hat, sich zu dem bereits vorhandenen Silber oder Schwefelsilber der Reifung hinzuzugesellen, ähnlich wie wir dies schon bei der Entstehung der direkten Schwärzung fanden (vgl. Abb. 11, S. 590). Dieser Koagulationsvorgang der Silberatome zu größeren Aggregaten, der sich somit zwischen den Primärprozeß und die Entwicklung einschaltet, läßt es verständlich erscheinen, daß jene Aggregate ganz verschiedene katalytische Wirksamkeit bei der nachfolgenden Reduktion des Silberhalogenids ausüben, wobei, wie dies normalerweise an heterogenen Katalysen bekannt ist, sowohl die Menge des Katalysators als auch vor allem seine Form maßgebend ist.

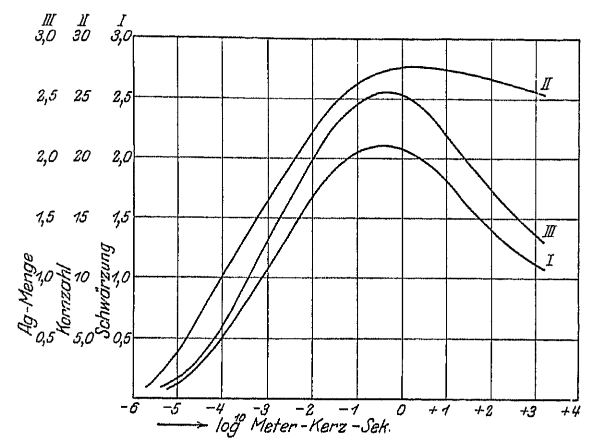


Abb. 15. Zusammenhang zwischen Schwärzung I, Kornzahl II und Silbermenge III bei einer entwickelten Agfa-Spezialplatte.

Wenn auch bei weitem noch nicht alle Erscheinungen auf Grund dieser „Koagulationstheorie des latenten Bildes" gedeutet werden konnten, und obwohl in manchen Fällen diskutable Einwände hiergegen erhoben wurden, vermag sie doch bereits eine Reihe von Phänomen in Zusammenhang zu bringen, die sich sonst nur schwer miteinander verbinden lassen[1]).

Neben der Deutung des aufsteigenden Astes der Lichtschwärzungskurve, die von jenem Effekt Gebrauch machen muß, scheint die Koagulation des atomaren Silbers bei der Solarisation von entscheidender Bedeutung zu sein. Aus Abb. 15 geht hervor, daß mit der Abnahme der Schwärzung jenseits vom Maximum der Kurve eine Verminderung der entwickelten Silbermenge parallel geht, während die Zahl der entwickelten Körner nahezu unverändert bleibt. Die Solarisation wird also durch eine verminderte Entwicklungsfähigkeit der AgBr-Körner bedingt, die dadurch zum Ausdruck kommt, daß die einzelnen Körner im Gebiete der Solarisation nicht mehr vollständig, sondern nur rudimentär entwickelt werden. Diese verminderte Entwicklungsfähigkeit der Bromsilberkörner ist offenbar durch eine Veränderung der wirksamen Keime begründet. An eine Verkleinerung des Keimes, die an sich in diesem Sinne wirken

[1]) Eine Darstellung der historischen Entwicklung dieser Theorie findet sich bei J. Eggert u. J. Reitstötter, ZS. f. wiss. Phot. Bd. 24, S. 350. 1927.

könnte, ist nicht zu denken, da die durch das Licht ausgeschiedene Silbermenge (in diesem Gebiet bereits nachweisbar) mit der Dauer der Bestrahlung ansteigt (Abb. 10, Ziff. 42). Eher ist eine mit der Vergrößerung des Keimes, d. h. mit der Zunahme seiner Masse verbundene Veränderung des Keimes anzunehmen, die sich in einer Verminderung seiner katalytischen Wirksamkeit bei der Entwicklung des Kornes äußert, und die wahrscheinlich in einer Verkleinerung der wirksamen Keimoberfläche besteht. Hierfür spricht vor allem auch der Umstand, daß sich die Solarisation auch bei der physikalischen Entwicklung nach dem Fixieren zeigt[1]). — Gegen diese Anschauung sind wiederholt Bedenken erhoben worden[2]); doch können die hierbei verteidigten Ansichten, die das Zustandekommen der Solarisation durch eine Verminderung der Silbermenge infolge der Rekombination des Silbers mit dem abgespaltenen Brom erklären, nur einen Teil der beobachteten Erscheinungen deuten.

Auch die übrigen unter Ziff. 47 genannten Effekte (Schwarzschild-, Intermittenz-, Clayden-, Villardeffekt) dürften ihre einfachste Erklärung durch die Annahme einer verschiedenen Verteilungsform des durch die verschiedenen Bestrahlungsarten und -kombinationen abgeschiedenen Primärsilbers finden; bisher ist allerdings erst für starke, oberhalb des photographischen Gebietes liegende Lichtmengen durch Titration des photolytisch bei weiter Variation der Faktoren des konstanten Produktes $i \cdot t$ gebildeten Silbermengen erwiesen, daß die Masse des primären Lichtsilbers nicht intensitätsabhängig ist, daß also in diesem Falle kein Schwarzschildeffekt feststellbar ist; hieraus würde bei Übertragung dieses Resultates auf schwächere Belichtungen folgen, daß die Unterschiede in der Anzahl entwickelter Körner (= Schwärzungen) auf der verschiedenen Form der Primärsilberabscheidung beruhen[3]). Für die übrigen Effekte fehlt zwar eine analoge Untersuchung, doch ließ sich die Koagulationstheorie des latenten Bildes an der desensibilisierenden Wirksamkeit des Methylenblaus wenigstens qualitativ bestätigen[4]). Ob der Mechanismus der Silberkeimbildung bei Gegenwart anderer Desensibilisatoren, z. B. Phenosafranin, in ähnlicher Weise auf Koagulationsbeeinflussung beruht, — hier spielt auch die wiederholt erwähnte Br-Ionenadsorptionsschicht eine wesentliche Rolle — oder ob hier vielleicht zum Teil auch Regressionswirkungen stattfinden, wofür verschiedene Anzeichen vorzuliegen scheinen, steht vorläufig dahin[5]). Immerhin ist damit zu rechnen, daß neben diesen beiden beobachteten Vorgängen (Koagulation der Keime bei zunehmender Silbermenge, Regression der Keime unter Abnahme des vorhandenen Silbers) noch ein dritter Prozeß statthat: die Dispersion bereits vorhandener Aggregate unter Konstanthaltung der bestehenden Silbermenge. Es sei erwähnt, daß eine Reihe von Argumenten die Deutung des Herscheleffektes im Sinne dieser Vorstellung nahelegen[6]).

---

[1]) H. SCHEFFERS, ZS. f. Phys. Bd. 20, S. 109. 1923; H. ARENS, ZS. f. phys. Chem. Bd. 114, S. 337. 1925. Verwandte Vorstellungen finden sich ferner bei K. SCHAUM, Verh. d. D. Phys. Ges. Bd. 13, S. 678. 1911; ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 23, S. 6. 1925, Anmerkung 5; nur macht SCHAUM die Annahme, daß das photolytisch ausgeschiedene Silber sich nachträglich zu dispergieren vermag. Schließlich wird in der Dissert. von H. TOLLERT, Berlin 1928, sowie ZS. f. phys. Chem. an einer sehr unempfindlichen (LIPPMANN-) Emulsion eine vollständige Gegenüberstellung der in Betracht kommenden Größen durchgeführt.

[2]) LÜPPO-CRAMER, ZS. f. Phys. Bd. 29, S. 387. 1924; J. M. EDER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 23, S. 377. 1925.

[3]) J. EGGERT u. W. NODDACK, Studien über den Schwarzschildeffekt. ZS. f. Phys. (im Erscheinen begriffen), dagegen LÜPPO-CRAMER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 380. 1927.

[4]) J. EGGERT u. J. REITSTÖTTER, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 350. 1927.

[5]) J. M. EDER-LÜPPO-CRAMER, Handbuch der Photographie. S. 223ff.

[6]) W. LESZYNSKI, ZS. f. wiss. Photogr. Bd. 24, S. 275. 1926; eine Bestätigung der Annahme, daß Dispersionsvorgänge dieser Art stattfinden, hat inzwischen die Dissert. von H. TOLLERT, Berlin 1928 an Hand von quantitativen Belichtungsversuchen gebracht.

Kapitel 21.

Spektralphotometrie.

Von

H. LEY, Münster i. W.

Mit 27 Abbildungen.

Die Spektralphotometrie beschäftigt sich mit der Vergleichung der Intensität zweier Lichtströme derselben Wellenlänge. Von den Anwendungen spektralphotometrischer Methoden seien besonders drei hervorgehoben: 1. die Messung der relativen Helligkeitsverteilung im Spektrum eines Körpers, 2. die Untersuchung des Reflexionsvermögens der Stoffe für bestimmte Wellenlängen; eine dritte wichtige Anwendung ist diejenige für quantitative Absorptionsmessungen in bestimmten Spektralgebieten; sie wird in einem besonderen Abschnitt Absorptionsphotometrie behandelt.

Die für die Messungen im sichtbaren Spektrum benutzten Apparate (eigentliche Spektralphotometer) stellen die Verbindung eines Spektroskops mit einem Photometer dar und enthalten demgemäß 1. eine dispergierende Vorrichtung, 2. eine Anordnung zur meßbaren Schwächung des Lichtes, 3. eine Einrichtung zum Vergleich der Helligkeiten an geeigneten Photometerfeldern. Im Prinzip besteht die Methodik in folgendem: Die zu vergleichenden Lichtströme werden spektral zerlegt, derart, daß gleichfarbige Felder passender Größe in möglichst enge Berührung miteinander gebracht werden, und die Gesamthelligkeit des einen der beiden Spektren oder beider wird so lange meßbar geändert, bis die Felder dem Auge gleich hell erscheinen. Die ursprünglich verwendeten Methoden beschränkten sich auf das sichtbare Spektrum und benutzten zur Entscheidung der Helligkeitsgleichheit das Auge. Später traten objektive Methoden hinzu, besonders für Messungen im ultravioletten und ultraroten Gebiete.

I. Eigentliche Spektralphotometrie des sichtbaren Spektrums.

1. Von einer Besprechung der dispergierenden Vorrichtungen kann hier abgesehen werden; auch über die Herstellung der photometrischen Vergleichsfelder, ihre Größe und Form gilt im allgemeinen das in der „Photometrie" Auseinandergesetzte. Zur meßbaren Schwächung der Lichtströme sind besonders folgende Methoden praktisch verwendet: Variation von Spaltweiten (Blenden), polarisierende Vorrichtungen, rotierende Sektoren, Abstandsänderungen.

Je nach Verwendung dieser Schwächungsvorrichtungen könnte man die Photometer in verschiedene Gruppen einteilen. Ein anderes Einteilungsprinzip[1] fußt auf der Angabe des Ortes der visuell zu betrachtenden photometrischen Vergleichsfelder; dieser kann entweder der Spalt des Spektroskops sein oder irgendeine Stelle außerhalb des Spaltes. Ersteres ist bei den Photometern der Fall, bei denen der Spalt in zwei Hälften geteilt ist, deren Helligkeit verglichen wird. Dem Auge bietet sich hier ein nur schmaler Ausschnitt aus zwei nebeneinander abgebildeten Spektren dar, was die Einstellung auf gleiche Helligkeit erschwert, denn nach einem allgemeinen photometrischen Grundsatze ist diese Einstellung um so genauer, je größer die zu vergleichenden Felder und deren Trennungslinien sind. Dieser Typus der „nebeneinander angeordneten Spektren" findet sich realisiert in den zu beschreibenden Spektralphotometern von VIERORDT, GLAN, HÜFNER u. a. In einer zweiten Klasse von Photometern wird ein anderes Prinzip verfolgt, nämlich durch geeignete Vorrichtungen (LUMMER-BRODHUNschen Würfel, Zwillingsprisma usw.) möglichst große Photometerfelder zu schaffen, die, monochromatisch beleuchtet, durch einen engen Okularspalt betrachtet werden. Diese Methode des „monochromatischen Photometerfeldes" wird in den Spektralphotometern von LUMMER-BRODHUN, BRACE, KÖNIG-MARTENS u. a. benutzt.

Wir wollen in der folgenden Darstellung der wichtigeren Spektralphotometer im wesentlichen dem ersten Einteilungsprinzip folgen, ohne es aber streng durchzuführen.

Historische Notiz. Nach KAYSER[2]) rührt die Idee des Spektralphotometers von GOVI[3]) her; er entwarf mit Hilfe zweier Spalte, zweier total reflektierender Prismen und eines mit einer Linse kombinierten dispergierenden Prismas von zwei Lichtquellen ein Paar sich berührender Spektren auf einer Mattscheibe. Die Spektren wurden durch ein Diaphragma betrachtet, das die zu untersuchende Farbe ausblendete. Die Helligkeitsvariation wurde durch Änderung der Entfernung der Lichtquellen bewirkt.

Schon wesentlich früher hatte FRAUNHOFER[4]) sich mit dem Problem der Helligkeitsverteilung im Spektrum der Sonne beschäftigt und dazu spektralphotometrische Messungen auszuführen versucht. Es wurde mittels einer einfachen Anordnung spektral zerlegtes mit weißem Licht gemischt; läßt man die Intensität des letzteren mehr und mehr wachsen, so verschwindet schließlich der Eindruck der Farbe. Von den bekannten Intensitäten des weißen Lichtes, bei dem der Farbeindruck nicht mehr wahrnehmbar war, wurde auf die Intensität der Spektralfarbe geschlossen. Dasselbe Prinzip haben später VIERORDT[5]) und DRAPER[6]) benutzt.

Es handelt sich in allen diesen Fällen um ziemlich unzulängliche Versuche; das erste brauchbare Meßinstrument rührt von VIERORDT her, der damit der Begründer der Spektralphotometrie geworden ist.

2. Apparate ohne Polarisationsvorrichtungen. Doppelspaltspektralphotometer nach VIERORDT[7]). Der Spalt eines gewöhnlichen Spektroskops ist durch

---

[1]) F. WEIGERT, Chem. Ber. Bd. 49, S. 1496. 1916. S. ferner den Bericht des Progress Committee of Spectrophotometry.

[2]) H. KAYSER, Spektroskopie Bd. III.

[3]) G. GOVI, C. R. Bd. 50, S. 156. 1860.

[4]) J. FRAUNHOFER, Denkschr. d. Akad. München Bd. 5, S. 193. 1817; Gilb. Ann. Bd. 56, S. 264. 1817.

[5]) J. H. KAYSER, Spektroskopie Bd. III.

[6]) J. W. DRAPER, Phil. Mag. (5) Bd. 8, S. 75. 1879.

[7]) K. VIERORDT, Die Anwendungen des Spektralapparates zur Photometrie der Absorptionsspektren und zur quantitativen chemischen Analyse. Tübingen 1873; Die quantitative Spektralanalyse in ihrer Anwendung auf Physiologie, Physik, Chemie und Technologie. Tübingen 1876; Pogg. Ann. Bd. 151, S. 119. 1874; Liebigs Ann. Bd. 177, S. 31. 1875; s. ferner G. u. H. KRÜSS, Kolorimetrie und quantitative Spektralanalyse. Hamburg u. Leipzig 1909.

einen Doppelspalt ersetzt, der aus zwei übereinanderliegenden und aneinandergrenzenden vertikalen Spalten besteht, von denen jeder durch eine Mikrometerschraube meßbar in seiner Breite verändert werden kann und durch die die zu vergleichenden Lichtströme eintreten. Im Gesichtsfelde grenzen zwei Spektren aneinander, die bei gleicher Beleuchtung der Spalte gleich hell erscheinen, falls die Spaltbreiten gleich sind. Das Okular des Spektroskops ist noch mit einer Blende versehen, die das zur Messung erforderliche Stück des Spektrums auszuschneiden gestattet. Zum Vergleich zweier Strahlungen läßt man die erste durch den einen Spalt direkt, die zweite durch den anderen Spalt mit Hilfe eines total reflektierenden Prismas eintreten. Zur Erzielung gleicher Helligkeiten wird einer der Spalte um einen gewissen Betrag geändert; bezeichnen dann e_1 und e_2 die Flächenhellen der beiden Spalte, s_1 und s_2 die zugehörigen, auf den Mikrometerschrauben abzulesenden Spaltweiten, so gilt annähernd: $e_1/e_2 = s_2/s_1$.

Bei den ursprünglichen Apparaten VIERORDTS mit einseitig sich öffnenden Spalten bestand die Schwierigkeit, daß bei wesentlich verschiedenen Spaltweiten infolge der einseitigen Verschiebung der Spalte die zu vergleichenden Spektrenausschnitte merklich verschiedene Farben besitzen, was die visuelle Einstellung erheblich erschwert. Diese Schwierigkeit[1]) wird teilweise behoben durch Anwendung des von KRÜSS[2]) eingeführten bilateralen Doppelspalts, bei dem sich die Backen symmetrisch zur Mitte öffnen. Jedoch werden auch beim Bilateralspalt mit größeren Änderungen der Spaltweiten merkliche und für die Beobachtung hinderliche Änderungen im Farbton der zu vergleichenden Felder auftreten können. Sind somit die zu vergleichenden Lichtintensitäten sehr verschieden, so muß man, um zu große Differenzen in den Spaltweiten zu vermeiden, durch Einschalten eines Rauchglases von bekannter Extinktion die größere Intensität abschwächen.

Bei allen Spektralphotometern mit beweglichen Spalten besteht jedoch das Bedenken, daß die Änderung der Lichtintensität nur dann der Änderung der Spaltbreite streng proportional ist, falls die Intensitätskurve geradlinig verläuft, z. B. im Maximum; je steiler die Intensitätskurve ansteigt, desto mehr wird sich der Einfluß der Spaltweite bemerkbar machen.

Systematisch ist der Einfluß verschieden weiter Spalte von MURPHY[3]) und CAPPS[4]) untersucht. Ersterer verwendet das mit dem VIERORDTschen Spalt versehene Spektralphotometer von LUMMER-BRODHUN und benutzt zur exakten Lichtschwächung den rotierenden Sektor; er findet, daß in Blau, Grün und Gelb bei Reduktion der Spaltweite auf die Hälfte die Fehler etwa 2 bis 3% betragen, im Rot aber bis auf 10% ansteigen können.

CAPPS benutzt zur Bestimmung des Spaltwertes das Spektralphotometer von BRACE (s. S. 617) ebenfalls in Verbindung mit dem rotierenden Sektor. Direkte Proportionalität zwischen Spaltweite und Lichtintensität besteht nur für zwei Farben, etwa 0,62 und 0,57 μ; die Abweichungen wachsen nach dem violetten und roten Ende zu, sie nehmen ab mit zunehmender Brechbarkeit des Prismas. Auf Grund der Sektorablesungen lassen sich Eichkurven aufstellen, die die Benutzung der Spaltmethode für exakte photometrische Messungen gestatten. Bei Verwendung eines Flintglasprismas und eines Spaltes von 0,1 mm Breite liegen die Abweichungen innerhalb der Fehlergrenze.

---

[1]) K. VIERORDT, Wied. Ann. Bd. 3, S. 357. 1878; W. DIETRICH, Die Anwendung des Vierordtschen Doppelspaltes in der Spektralanalyse. Stuttgart 1881.

[2]) H. KRÜSS, Rep. f. phys. Techn. Bd. 18, S. 217. 1882; C. LEISS, ZS. f. Instrkde. Bd. 18, S. 116. 1891.

[3]) D. MURPHY, Astrophys. Journ. Bd. 6, S. 1. 1897.

[4]) E. V. CAPPS, Astrophys. Journ. Bd. 11, S. 25. 1900; Phys. ZS. Bd. 1, S. 558. 1900.